



**Helson Primo Soares**

Licenciado em Ciências da Engenharia Mecânica

## **Estudo do quebra-mar do Porto de Pesca de Albufeira: Modelação numérica do galgamento usando um modelo SPH**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Mecânica

Orientador: Professor Doutor Eric Lionel Didier,  
Professor Auxiliar Convidado, FCT, UNL

Co-orientador: Professora Doutora Maria da Graça Reis e  
Silva de Oliveira Neves, Professora Auxiliar Convidada,  
FCT, UNL

**Júri:**

**Presidente:** Prof. Doutor José Manuel Paixão Conde  
**Vogais:** Prof. Doutora Maria Teresa Leal Gonçalves Veloso dos Reis  
Prof. Doutora Maria da Graça Reis e Silva de Oliveira Neves  
Prof. Doutor Eric Lionel Didier



**FACULDADE DE  
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA**

**Setembro 2013**



‘Copyright’ Helson Primo Soares, FCT/UNL e UNL

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.



Helson Primo Soares

Licenciado em Ciências da Engenharia Mecânica

**Estudo do quebra-mar do Porto de Pesca  
de Albufeira: Modelação numérica do  
galgamento usando um modelo SPH**

Dissertação apresentada à Faculdade de Ciências e Tecnologia  
da Universidade Nova de Lisboa para a obtenção do Grau de  
Mestre em Engenharia Mecânica

**Setembro 2013**



*Aos meus pilares, Carlos, Mariana, Ilda, Hélio e Cheila.*





## **Agradecimentos**

Ao Professor Eric Lionel Didier, meu orientador, agradeço a confiança depositada em mim, a orientação, as sugestões, revisões do texto, disponibilidade, compreensão e o apoio que foram imprescindíveis à realização desta dissertação. Gostaria ainda de agradecer a oportunidade de realização do estágio no Departamento de Hidráulica e Ambiente (DHA) do Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC).

À Professora Maria da Graça Neves, minha co-orientadora, pela orientação prestada na elaboração da presente dissertação, paciência, disponibilidade, sugestões e revisão do texto.

Aos meus colegas de curso com quem tive oportunidade de trabalhar ao longo deste percurso, em especial, aos meus companheiros João Rui e João Alves, pela amizade e apoio mostrados ao longo desta caminhada.

Aos meus pais, Mariana e Carlos, à minha avó Ilda, ao meu irmão Hélio e à minha namorada Cheila, por todo o apoio, sacrifícios e coragem que me deram na concretização desta importante etapa da minha vida.

O meu maior apreço a todos.



## Resumo

O presente trabalho apresenta uma aplicação do modelo numérico SPHyCE (Smoothed Particle Hydrodynamics for Coastal Engineering), baseado num método Lagrangeano de partículas, na modelação da interacção entre uma onda regular e um quebra-mar de talude, comparando os resultados numéricos obtidos com os dados de ensaios em modelo físico realizados no LNEC à escala geométrica 1:30.

Na realização deste estudo foram analisados:

- O método de absorção activa: o modelo numérico SPHyCE permite modelar um canal semi-infinito por via de um método de absorção activa implementada no batedor de tipo pistão. A técnica, já validada para ondas monocromáticas, foi validada para ondas bicromáticas.

- O método de acoplamento: uma técnica de acoplamento passiva entre o modelo de propagação de ondas, FLUINCO, e o modelo de interacção onda-estrutura, SPHyCE, foi desenvolvida para modelar não só a interacção onda-estrutura, mas também a propagação e transformação da onda, particularmente no caso de batimetria variável. A técnica de acoplamento permite definir o conteúdo espectral da onda incidente transformada, simulada pelo código FLUINCO, numa dada secção de acoplamento, transferindo esta informação para o modelo SPHyCE, no qual a onda é “re-gerada” utilizando um batedor de tipo pistão. A técnica de acoplamento foi analisada e validada no caso da propagação e interacção de uma onda regular com um quebra-mar de taludes.

A comparação dos resultados numéricos, obtidos utilizando a técnica de acoplamento, com os dados de ensaios em modelo físico, permite verificar que o desempenho do modelo numérico é coerente: a elevação de superfície livre é bem estimada, tanto antes da estrutura, como no meio poroso do quebra-mar; o modelo previu um galgamento pequeno que, contudo, tal não foi observado nos ensaios em modelo físico, o que pode ser simplesmente atribuído às pequenas diferenças da estrutura relativamente à definição do meio poroso nos modelos numérico e experimental.

A técnica de acoplamento permite estudar zonas relativamente extensas, do largo até às estruturas costeiras, utilizando dois modelos numéricos, cada um deles dedicado à modelação de uma zona específica do domínio de cálculo, em função das suas características, com o intuito de reduzir o tempo de cálculo computacional e garantindo uma maior precisão dos resultados.

**Palavras-chave:** Estruturas costeiras, modelos numéricos, método Lagrangeano, Smoothed Particle Hydrodynamics, FLUINCO, SPHyCE, ondas bicromáticas.



## **Abstract**

This thesis presents an application of the numerical model SPHyCE (Smoothed Particle Hydrodynamics for Coastal Engineering), based on a Lagrangian particle method, to study the interaction between a regular wave and a rubble-mound breakwater, comparing the numerical results with the data from the physical model tests conducted at LNEC with a geometric scale 1:30.

In this study the following were analyzed:

- The active absorption method: the numerical model SPHyCE can model a semi-infinite flume via an active absorption method implemented in piston-type wave-maker. The technique, already validated for monochromatic waves, has been validated for bichromatic frequencies.
- The coupling method: a passive technique for coupling the wave propagation model, FLUINCO and the wave-structure interaction model, SPHyCE, was developed to model wave-structure interactions as well as wave propagation and transformation particularly in the case of variable bathymetry. The coupling technique allows to define the spectral content of the incident transformed wave, simulated by FLUINCO code at a given coupling section, transferring this information to the model SPHyCE, in which the wave is "re-generated" using a piston-type wave-maker. The coupling technique was analyzed and validated in the case of propagation of a regular wave and its interaction with a rubble-mound breakwater.

The comparison of the numerical results obtained using the coupling technique with test data from the physical model, shows that the performance of the numerical model is consistent: the free surface elevation is accurately estimated, both before the structure and in its porous media; the model predicted small overtopping, yet this was not observed in the physical model tests, which can simply be due to small differences regarding the definition of the structure porous medium in the experimental and the numerical models.

The coupling technique allows relatively large study areas, from offshore to the coastal structures, using two numerical models, each dedicated to modeling a specific part of the computational domain, depending on their characteristics, in order to reduce the computational time and ensuring greater accuracy of the results.

**Keywords:** coastal structures, numerical models, Lagrangian method, Smoothed Particle Hydrodynamics, FLUINCO, SPHyCE, bichromatic waves.



## Simbologia

$A$	Amplitude da onda incidente	(m)
$A_b$	Amplitude do movimento do batedor	(m)
$B$	Constante da equação de estado	
$c_0$	Velocidade do som à densidade de referência	(m.s <sup>-1</sup> )
$d$	Profundidade junto do batedor	(m)
$d_0$	Distância inicial entre partículas	(m)
$e(f)$	Ganho do sistema	
$f$	Frequência	(s <sup>-1</sup> )
$f_o$	Frequência de referência	(s <sup>-1</sup> )
$f_b$	Frequência associada à partícula genérica $b$	(s <sup>-1</sup> )
$f(r)$	Imagem de $f$ no ponto $r$ contido no domínio $r'$ do kernel	
$f(r_a)$	Imagem de $f$ para o ponto discreto $a$	
$f(r')$	Imagem de $f$ de um ponto do domínio de $r'$ do kernel	
$g$	Aceleração gravítica	(m.s <sup>-2</sup> )
$H$	Altura de onda	(m)
$H_i$	Altura de onda incidente	(m)
$h$	Parâmetro que define o domínio de suporte da função kernel ( <i>smoothing length</i> )	
$i$	Vector unitário na direcção do eixo coordenado horizontal	
$j$	Vector unitário na direcção do eixo coordenado vertical	
$k$	Número de onda	(m <sup>-1</sup> )
$L$	Comprimento de onda	(m)
$L_0$	Comprimento de onda ao largo	(m)
$L(f)$	Comprimento de onda da sinusóide da frequência $f$	(m)
$l$	Número de pontos	
$m_a$	Massa da partícula $b$ contida no domínio de influência de $a$	(Kg)
$m_b$	Massa da partícula $b$ contida no domínio de influência de $a$	(Kg)

$N$	Número total de frequências	
$n$	Índice de frequência	
$P$	Pressão de uma partícula	(N.m <sup>-2</sup> )
$P_a$	Pressão de uma partícula genérica $a$	(N.m <sup>-2</sup> )
$P_b$	Pressão de uma partícula genérica $b$	(N.m <sup>-2</sup> )
$q$	Distância adimensional entre as partículas $a$ e $b$	
$r$	Posição de uma partícula	(m)
$r_a$	Posição da partícula genérica $a$	(m)
$r_b$	Posição da partícula genérica $b$	(m)
$r_{ab}$	Distância entre as partículas genéricas $a$ e $b$	(m)
$r'$	Ponto do domínio do kernel	(m)
$T$	Período da onda	(s)
$t$	Tempo	(s)
$U_b$	Velocidade do batedor	(m.s <sup>-1</sup> )
$U_R$	Velocidade devida à absorção da onda reflectida	(m.s <sup>-1</sup> )
$U_T$	Velocidade teórica do batedor	(m.s <sup>-1</sup> )
$u$	Componente horizontal da velocidade fluída	
$V$	Velocidade	(m.s <sup>-1</sup> )
$v$	Velocidade de uma partícula	(m.s <sup>-1</sup> )
$v_a$	Velocidade da partícula genérica $a$	(m.s <sup>-1</sup> )
$v_b$	Velocidade da partícula genérica $b$	(m.s <sup>-1</sup> )
$X_b$	Posição do batedor	(m)
$x_a$	Coordenada da partícula genérica $a$	(m)
$x_b$	Coordenada da partícula genérica $b$	(m)
$W_{ab}$	Valor do kernel para as partículas $a$ e $b$	
$W(r-r',h)$	Valor da função de interpolação (kernel) à distância $r-r'$ com a zona de influência definida por $h$	
$w$	Componente vertical da partícula fluída	



$x(t)$	Movimento do batedor no tempo	(m)
$x_i$	Valor experimental de referência	
$\bar{x}$	Média do valor experimental	
$z_a$	Coordenada vertical da partícula genérica $a$	
$\eta$	Elevação de superfície livre	(m)
$\eta_R$	Elevação de superfície livre da onda reflectida	(m)
$\eta_{SPH}$	Elevação de superfície livre em frente ao batedor	(m)
$\eta_T$	Elevação de superfície livre teórica	(m)
$\theta$	Fase	(rad <sup>-1</sup> )
$\Pi$	Termo viscoso da equação da conservação do momento	(m. s <sup>-1</sup> )
$\Pi_{ab}$	Termo viscoso da equação da conservação do momento para as partículas genéricas $a$ e $b$	(m. s <sup>-1</sup> )
$\rho$	Densidade	(Kg.m <sup>-3</sup> )
$\rho_0$	Densidade de referência	(Kg.m <sup>-3</sup> )
$\rho_a$	Densidade da partícula $a$	(Kg.m <sup>-3</sup> )
$\rho_b$	Densidade da partícula $b$	(Kg.m <sup>-3</sup> )
$\phi(x, z, t)$	Potencial do escoamento bidimensional	
$\omega$	Frequência angular	(s <sup>-1</sup> )



## Lista de Abreviaturas

ALE	Langrangeana-Euleriana Arbitrária, “ <i>Arbitrary Lagrangian-Eulerian</i> ”
<i>bias</i>	Erro médio
COI1	Canal de Ondas Irregulares 1
CPU	Unidade Central de Processamento “ <i>Central Processing Unit</i> ”
DFT	Transformada Discreta de Fourier, “ <i>Discret Fourier Transform</i> ”
ENR	Enrocamento
FCT	Faculdade de Ciências e Tecnologia
IC	Índice de Concordância
LNEC	Laboratório Nacional de Engenharia Civil
NMA	Nível Médio de Água
NR	Nível de Repouso da superfície livre
RANS	Médias de Reynolds das Equações de Navier-Stokes, “ <i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i> ”
<i>rmse</i>	Raíz do erro quadrático médio
SC	Captura de Superfície, “ <i>Surface Capturing</i> ”
SL	Superfície Livre
SPH	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
SPHERIC	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics European Research Interest Community</i>
SPHyCE	<i>Smoothed Particles Hydrodynamics for Coastal Engineering</i>
SPS	<i>Sub-Particle Scale</i>
TOT	Todo O Tamanho
UNL	Universidade Nova de Lisboa
VOF	<i>Volume Of Fluid</i>
ZH	Zero Hidrográfico



## Índice de Matérias

Agradecimentos.....	i
Resumo.....	iii
Abstract .....	v
Simbologia .....	vii
Lista de Abreviaturas.....	x
Índice de Matérias .....	xiii
Índice de Figuras .....	xv
Índice de Tabelas.....	xii
1. Introdução.....	1
1.1. Enquadramento do Tema.....	1
1.2. Objectivos e contribuições .....	2
1.3. Organização da Dissertação .....	3
2. Agitação marítima .....	5
2.1. Introdução.....	5
2.2. Teoria linear das ondas.....	6
2.3. Geração de ondas para batedores do tipo pistão.....	9
2.4. Transformação das ondas .....	10
2.4.1. Águas profundas vs águas pouco profundas .....	10
2.4.2. Processos de transformação.....	10
3. Modelo Numérico SPHyCE .....	13
3.1. Princípio Fundamental do método SPH .....	13
3.2. Modelo numérico SPH.....	14
3.3. Modelo SPHyCE para modelação em engenharia costeira.....	16
3.4. Batedor do tipo pistão com absorção activa .....	18
3.4.1. Batedor do tipo pistão.....	18
3.4.2. Batedor do tipo pistão com absorção activa .....	18
3.4.3. Implementação numérica da absorção activa do batedor para o modelo SPHyCE .....	19
3.5. Geração e absorção de ondas multicromáticas .....	20
4. Análise da absorção dinâmica para ondas incidentes bicromáticas .....	21
4.1. Praia com uma inclinação de 11.3°.....	21

4.1.1.	Geometria .....	21
4.1.2.	Localização das sondas de elevação de superfície livre .....	21
4.1.3.	Característica das simulações para a praia com inclinação 11.3° .....	22
4.1.4.	Análise da influência da resolução numa onda monocromática.....	22
4.1.5.	Análise da influência da absorção dinâmica numa onda monocromática .....	24
4.1.6.	Análise da influência da correcção da deriva do batedor numa onda monocromática..	25
4.1.7.	Análise da influência da absorção dinâmica numa onda bicromática .....	27
4.1.8.	Posição do batedor ao longo do tempo.....	29
4.2.	Praia com uma inclinação de 11.3° com parede vertical .....	31
4.2.1.	Geometria .....	31
4.2.2.	Localização das sondas de elevação de superfície livre .....	32
4.2.3.	Características das simulações para a praia com inclinação 11.3°, com parede vertical	32
4.2.4.	Análise da influência da absorção dinâmica numa onda monocromática .....	33
4.2.5.	Análise da influência da correcção da deriva do batedor numa onda monocromática..	34
4.2.6.	Análise da influência da absorção dinâmica numa onda bicromática .....	35
4.2.7.	Posição do batedor ao longo do tempo.....	37
5.	Modelação do galgamento do quebra-mar de taludes do Porto de Pesca de Albufeira.....	39
5.1.	Metodologia de acoplamento entre os modelos numéricos FLUINCO e SPHyCE .....	39
5.2.	Modelação física do Quebra-mar Poente do Porto de Pesca de Albufeira.....	40
5.3.	Modelação numérica do quebra-mar Poente do Porto de Pesca de Albufeira.....	42
6.	Conclusões .....	49
	Referências .....	51

## Índice de Figuras

Figura 1 – Perfil-tipo da zona costeira (Pullen et al., 2007).....	5
Figura 2 – Características de uma onda.....	6
Figura 3 – Definição dos diferentes tipos de profundidades. ....	10
Figura 4 – Suporte compacto do kernel e partículas que contribuem para a interpolação (Didier et al., 2011a).....	14
Figura 5 – Esquema do canal e da praia de inclinação 11.3°.....	21
Figura 6 – Posição das sondas de elevação de superfície livre no canal numérico. ....	22
Figura 7 – Praia com inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 (x=0.45m), para diferentes resoluções numa onda monocromática. ....	23
Figura 8 – Praia com inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 (x=1.70m), para diferentes resoluções numa onda monocromática. ....	23
Figura 9 – Praia com inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 (x=3.20m), para diferentes resoluções numa onda monocromática. ....	23
Figura 10 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 (x=0.45m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática.....	24
Figura 11 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 (x=1.70m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática.....	24
Figura 12 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 (x=3.20m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática.....	24
Figura 13 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Comparação da elevação da superfície livre da onda reflectida, $\eta_R$ , da onda teórica, $\eta_{teórica}$ , e da onda medida na frente do batedor, $\eta_{SPH}$ , com absorção dinâmica numa onda monocromática. ....	25
Figura 14 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 (x=0.45m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática. ....	26
Figura 15 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 (x=1.70m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática. ....	26
Figura 16 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 (x=3.20m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática. ....	26
Figura 17 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Comparação da elevação da superfície livre da onda reflectida, $\eta_R$ , da onda teórica, $\eta_{teórica}$ , e da onda medida na frente do batedor, $\eta_{SPH}$ , com correcção da deriva do batedor numa onda monocromática.....	27
Figura 18 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 (x=0.45m), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática. ....	28

Figura 19 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 (x=1.70m), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática. ....	28
Figura 20 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 (x=3.20m), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática. ....	28
Figura 21 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Comparação da elevação da superfície livre da onda reflectida, $\eta_R$ , da onda teórica, $\eta_{teórica}$ , e da onda medida na frente do batedor, $\eta_{SPH}$ , com absorção dinâmica numa onda bicromática. ....	29
Figura 22 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 1 e Praia 2) – Influência da resolução numa onda monocromática. ....	29
Figura 23 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 3) – Influência da absorção dinâmica numa onda monocromática. ....	30
Figura 24 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 4) – Influência da correcção da deriva do batedor numa onda monocromática. ....	30
Figura 25 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 5) – Influência da absorção dinâmica numa onda bicromática. ....	30
Figura 26 – Esquema do canal e da praia de inclinação 11.3° com parede vertical. ....	31
Figura 27 – Posição das sondas de elevação de superfície livre no canal numérico. ....	32
Figura 28 – Praia com inclinação de 11.3°, com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 (x=0.45 m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática. ....	33
Figura 29 – Praia com inclinação de 11.3°, com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 (x=1.70 m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática. ....	33
Figura 30 – Praia com inclinação de 11.3°, com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 (x=3.20 m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática. ....	34
Figura 31 – Praia com inclinação de 11.3°, com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 (x=0.45m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática. ....	34
Figura 32 – Praia com inclinação de 11.3°, com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 (x=1.70m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática. ....	35
Figura 33 – Praia com inclinação de 11.3°, com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 (x=3.20m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática. ....	35



Figura 34 – Praia com inclinação de $11.3^\circ$ , com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 ( $x=0.45\text{m}$ ), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática. ....	36
Figura 35 – Praia com inclinação de $11.3^\circ$ , com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 ( $x=1.70\text{m}$ ), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática. ....	36
Figura 36 – Praia com inclinação de $11.3^\circ$ , com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 ( $x=3.20\text{m}$ ), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática. ....	36
Figura 37 – Praia com inclinação de $11.3^\circ$ , com parede vertical. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 3) - Influência da absorção dinâmica numa onda monocromática. ....	37
Figura 38 – Praia com inclinação de $11.3^\circ$ , com parede vertical. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 4) – Influência da correcção da deriva do batedor numa onda monocromática. ....	37
Figura 39 – Praia com inclinação de $11.3^\circ$ , com parede vertical. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 5) – Influência da absorção dinâmica numa onda bicromática. ....	37
Figura 40 – Domínio completo e respectivo domínio de aplicação de cada modelo. ....	40
Figura 41 – Domínio de propagação do modelo FLUINCO no canal numérico. ....	40
Figura 42 – Domínio de propagação do modelo SPHyCE no canal numérico. ....	40
Figura 43 – Perfil esquemático do canal de ondas dos ensaios experimentais (escala 1:30). ....	41
Figura 44 – Vista transversal da secção do quebra-mar em estudo e da estrutura no canal de ondas... ..	41
Figura 45 – Perfil do canal e do quebra-mar dos ensaios experimentais – Posição das sondas. ....	42
Figura 46 – Dois instantes representativos da interacção de uma onda regular ( $T=12\text{ s}$ e $H=2.5\text{ m}$ ) com a estrutura modelada: (a) refluxo ( <i>run-down</i> ); (b) espraçamento ( <i>run-up</i> ). ....	42
Figura 47 – Modelação física: Comparação da onda incidente na sonda G2 com e sem a presença do quebra-mar. ....	43
Figura 48 – Resultados numéricos e experimentais da elevação da superfície livre na sonda G2 sem a presença do quebra-mar. ....	44
Figura 49 – Malha de superfície livre no FLUINCO perto do fim da rampa de baixo declive. ....	45
Figura 50 – Domínio computacional do modelo SPHyCE: comprimento total do canal e detalhe do quebra-mar. ....	46
Figura 51 – Comparação da elevação de superfície livre entre os resultados experimentais e os dados do modelo SPHyCE nas sondas G6 (a), G7 (b), G8 (c), G9 (d) e G10 (e). ....	47



## Índice de Tabelas

Tabela 1 - Nomenclatura e posição das sondas para o caso de praia com uma inclinação de $11.3^\circ$ . ....	21
Tabela 2 - Características das simulações para a praia com inclinação $11.3^\circ$ . ....	22
Tabela 3 - Nomenclatura e posição das sondas. ....	33
Tabela 4 - Características das simulações para a praia com inclinação $11.3^\circ$ , com parede vertical. ....	34
Tabela 5 - Posição das sondas ao longo do canal. ....	44
Tabela 6 - Dados estatísticos comparando os resultados numéricos com os experimentais na sonda G2. ....	47
Tabela 7 - Componentes fundamentais e harmónicas na secção de acoplamento G5, amplitude do batido, altura de onda e comprimento de onda para os componentes fundamentais da harmónica na secção de acoplamento G5. ....	47



# **1. Introdução**

## **1.1. Enquadramento do Tema**

Sendo Portugal um País com uma extensa zona costeira (continente e ilhas), e tendo as actividades sócio-económicas, incluindo a portuária, um relevante papel na economia nacional, a construção de estruturas de protecção marítima é muitas vezes requisitada de modo a estas operarem como uma barreira à propagação das ondas, criando, assim, áreas onde a agitação marítima é reduzida, permitindo a acostagem, carga e descarga de barcos e navios, assim como a protecção de bens e pessoas.

De modo a garantir a funcionalidade e estabilidade destas estruturas, é necessário conhecer o seu comportamento hidrodinâmico. Em fase de estudo prévio, a análise deste comportamento é geralmente realizada recorrendo a métodos semi-empíricos (Hedges e Reis, 1998; Hedges e Reis, 2004; Reis et al., 2008), mas sendo estas formulações baseadas em ensaios experimentais, estão limitadas aos casos clássicos de algumas estruturas e condições de agitação marítima.

Em projecto de execução, recorre-se também a estudos em modelo físico para analisar o comportamento hidrodinâmico, definindo desta forma com precisão a eficiência de uma estrutura marítima. No entanto, a construção do modelo físico pressupõe custos avultados, morosidade na construção do modelo e na realização dos ensaios e reduzida flexibilidade de alteração da geometria.

Com a evolução dos meios computacionais, assim como com o desenvolvimento de modelos numéricos, conseguiu-se a modelação de fenómenos mais complexos que ocorrem na zona costeira. Um destes modelos é o SPHysics (SPHysics, 2009). O modelo SPHysics é um modelo bi e tri-dimensional, baseado num método Lagrangeano, que não necessita de malha e que resolve as equações da dinâmica dos fluídos (equações de Navier-Stokes) adequadamente escritas para a aplicação da técnica SPH.

O método SPH foi inicialmente aplicado em áreas como a astronomia (Gingold e Monaghan, 1977), sendo a sua aplicação à hidrodinâmica recente (Monaghan, 1994), havendo deste modo a necessidade de desenvolver o modelo com o intuito de o tornar uma ferramenta útil para aplicações práticas de engenharia costeira.

O modelo actualmente utilizado e em desenvolvimento no LNEC, SPHyCE, é assim baseado no modelo original SPHysics (Crespo, 2008, Crespo et al., 2008). Este modelo tem vindo a ser utilizado e desenvolvido desde 2007 pela equipa de investigadores do Núcleo de Portos e Estruturas Marítimas do LNEC (Didier e Neves, 2008a; Didier e Neves, 2008b) em colaboração com o grupo Europeu SPHERIC - (Smoothed Particle Hydrodynamics European Research Interest Community) (Didier e Neves, 2008c), com o objectivo de verificar a sua aplicabilidade a estudos de interacção onda-estrutura, concretamente para o cálculo de galgamento, reflexão e forças em estruturas. Este modelo inclui várias alterações em relação ao modelo original, nomeadamente a absorção dinâmica no sistema

de geração de onda, a re-normalização parcial da massa volúmica e a distribuição das partículas sólidas da fronteira.

No entanto, na sua versão actual, o modelo numérico SPHyCE pode apenas ser utilizado num domínio computacional relativamente pequeno, tipicamente até dois comprimentos de onda, devido ao elevado tempo computacional que requer para a realização das simulações. Tendo em consideração esta característica, visa-se no presente trabalho recorrer a uma técnica de acoplamento passivo entre o modelo numérico FLUINCO e o modelo numérico SPHyCE, para ultrapassar esta limitação.

O modelo numérico FLUINCO (Teixeira e Awruch, 2005), o qual se baseia nas equações RANS, recorre a uma discretização utilizando o método semi-implícito de Taylor-Galerkin de dois passos. Uma formulação Lagrangeana-Euleriana Arbitrária (ALE) é utilizada para permitir a solução de problemas que envolvem movimentos da superfície livre.

Com base nestes dois modelos, a técnica de acoplamento consiste em realizar a propagação da onda desde o largo até à secção de acoplamento com o modelo de propagação FLUINCO e, posteriormente, modelar a interacção onda-estrutura com o modelo SPHyCE. Deste modo consegue-se efectuar a propagação da onda para domínios computacionais mais extensos para, posteriormente, realizar a interacção onda-estrutura.

## **1.2. Objectivos e contribuições**

O objectivo principal da presente dissertação foi a de contribuir para a validação do modelo numérico SPHyCE no que respeita à geração e absorção dinâmica de ondas incidentes bicromáticas, assim como testar a validade da realização de um acoplamento do SPHyCE com o modelo numérico FLUINCO numa perspectiva de ultrapassar as actuais limitações existentes na extensão do domínio de propagação do modelo SPHyCE.

De um modo geral:

- Analisar o desempenho do modelo numérico na geração de ondas bicromáticas a partir do batedor tipo pistão e a eficiência da absorção dinâmica implementada neste mesmo batedor. O estudo é realizado para duas configurações:
  - Uma praia de inclinação pequena (3.5%), para a qual a reflexão das ondas é pequena;
  - A mesma praia, termina com um quebra-mar vertical que induz uma reflexão mais importante das ondas que a configuração anterior;
- Apresentar a metodologia de acoplamento passivo entre os modelos numéricos SPHyCE e FLUINCO, assim como os resultados da sua aplicação na estrutura do quebra-mar Poente do Porto de Pesca de Albufeira (Algarve).

### **1.3. Organização da Dissertação**

A presente dissertação encontra-se organizada em 6 Capítulos, a que se adicionam as referências bibliográficas. No Capítulo 1 foi introduzido o trabalho desenvolvido, assim como o enquadramento geral do mesmo, no que concerne aos objectivos e contribuições. No Capítulo 2, aborda-se a teoria linear das ondas, as características das mesmas, o problema de geração de ondas para batedores do tipo pistão e os principais processos de transformação de ondas. No Capítulo 3 é apresentado o modelo numérico SPHyCE, assim como a base teórica e a formulação em que assenta. No Capítulo 4 é apresentada a análise da geração e absorção dinâmica de ondas bicromáticas. No Capítulo 5 é apresentada a metodologia de acoplamento entre o modelo numérico SPHyCE e FLUINCO para o caso da modelação numérica do quebra-mar Poente do Porto de Pesca de Albufeira. Descreve-se ainda a modelação física desta estrutura, cujos resultados são utilizados para validação dos modelos numéricos. No Capítulo 6 são resumidos os resultados principais deste trabalho, apresentando-se as devidas conclusões.





## 2. Agitação marítima

### 2.1. Introdução

A agitação marítima assume um papel de grande relevância nas zonas costeiras, sendo deste modo necessário saber avaliar e prever as condições do estado do mar de uma forma correcta, considerando que as características das ondas se modificam à medida que se aproximam da costa, devido essencialmente à influência do fundo. No presente capítulo apresentam-se a teoria linear em que estas assentam, assim como a geração e principais características de uma onda. Introduzem-se também os processos de transformação das ondas desde o largo até às zonas de menor profundidade, onde se dá a interacção com as estruturas costeiras. Na Figura 1, podem-se observar os processos de transformação que ocorrem na propagação da onda desde o largo até à estrutura costeira.

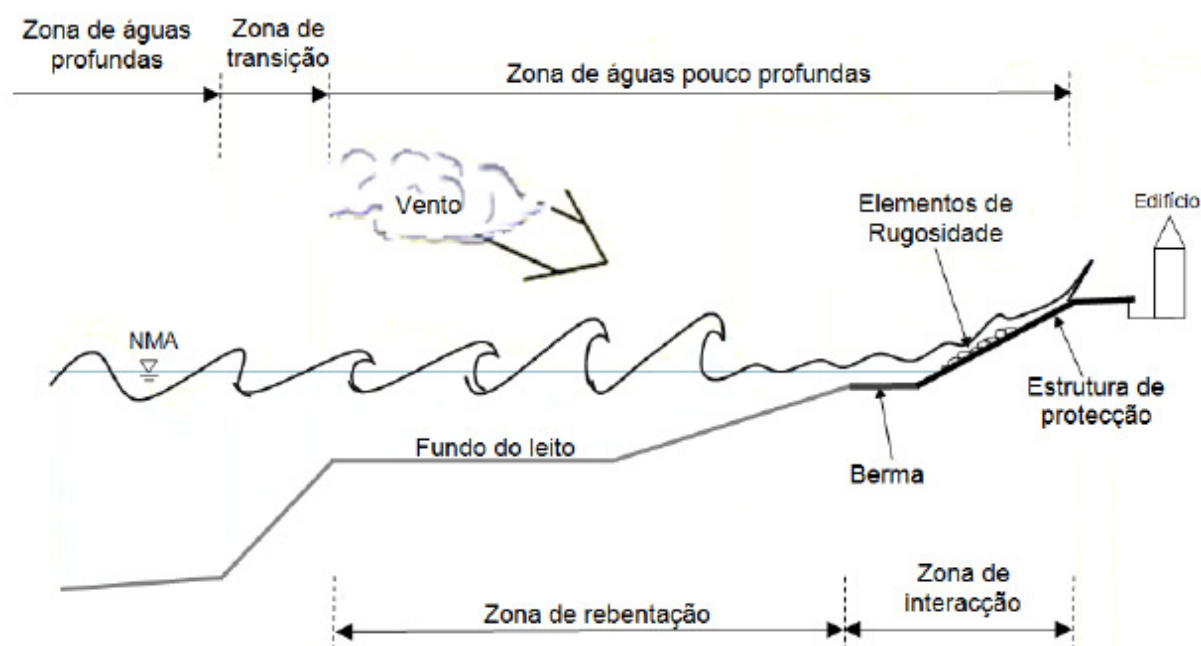


Figura 1 – Perfil-tipo da zona costeira (Pullen et al., 2007).

Existem vários tipos de ondas marítimas que estão associadas a diferentes solicitações externas que as causam. O tipo mais importante e mais comum são as ondas de superfície. Estas são geradas pela acção do vento e denominam-se ondas de vento.

À medida que o vento começa a fazer-se sentir, a sua turbulência provoca flutuações de pressão na superfície do mar, o que produz pequenas ondas com comprimentos quase insignificantes. A acção do vento contra estas pequenas ondas faz com que hajam variações de pressão ao longo do perfil de onda, fazendo com que estas cresçam. Este crescimento é grande visto que à medida que as ondas crescem,

as diferenças de pressão aumentam cada vez mais, o que, por sua vez, origina um maior crescimento das ondas.

Assim que as ondas são formadas, começam a propagar-se nos oceanos, transportando a energia com poucas perdas. Estas ondas que viajam para fora da sua zona de geração e adquirem um aspecto bidimensional (ondas de crista longa) denominam-se ondulação (*swell*). São caracterizadas por terem períodos elevados e comprimentos de onda superiores a 30 vezes a sua altura.

Quando as ondas são formadas por ventos locais, denominam-se por vagas (*wind-sea*) e têm comprimentos e períodos inferiores às primeiras.

A complexidade dos processos de geração e propagação de ondas traduz-se numa não linearidade que torna a equação de movimento das partículas fluidas difícil de resolver. Para conseguir encontrar uma solução, é necessário assumir várias simplificações. A teoria mais utilizada é a Teoria Linear das Ondas.

## 2.2. Teoria linear das ondas

As ondas têm características diferentes que dependem das forças que a originam. Os principais parâmetros que permitem caracterizar uma onda são: a sua altura  $H_i$ , o seu comprimento de onda  $L$  e a profundidade  $d$  onde se propaga (Le Méhauté, 1976; Dean e Dalrymple, 1984) como indicado na Figura 2.

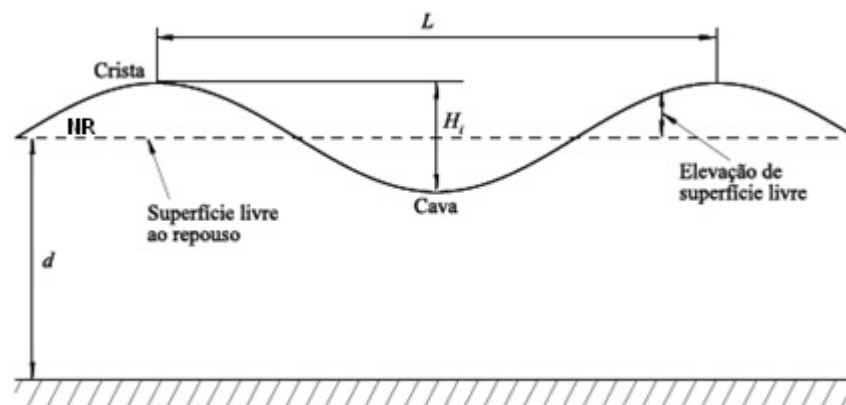


Figura 2 – Características de uma onda.

O comprimento de onda  $L$  é definido como a distância entre duas cristas ou duas cavas consecutivas, a altura de onda é a diferença de cotas entre cava e crista, sendo também usual utilizar a amplitude de onda,  $A = H_i/2$ , correspondente a metade da altura de onda no caso de ondas sinusoidais, para

caracterizar uma onda. Outro parâmetro importante é o período de onda,  $T$ , que corresponde ao tempo de passagem entre duas cavas ou duas cristas consecutivas num determinado ponto.

Para utilizar a teoria linear das ondas, ou teoria das ondas de pequena amplitude, em que a agitação marítima é descrita como a sobreposição de diversas sinusóides (sendo descrita por uma só sinusóide no caso da agitação regular), é necessário fazer várias simplificações no estudo da elevação da superfície do mar, uma vez que as ondas possuem formas e características diversas (alturas, períodos, etc.). Estas simplificações dizem respeito tanto às próprias ondas como ao meio em que se propagam:

- As ondas propagam-se sobre um fundo impermeável;
- Profundidade da água ( $d$ ) e comprimento de onda ( $L$ ) constantes;
- Movimento das ondas de duas dimensões (ondas de crista longa com altura constante ao longo desta);
- Perfil de onda constante no tempo;
- Fluido incompressível – volume específico da água salgada constante;
- Os efeitos de viscosidade, turbulência, tensão superficial e de Coriolis (devido ao movimento de rotação da Terra) são desprezados;
- Altura da onda ( $H$ ) pequena comparada com o seu comprimento ( $L$ ) e a profundidade da água ( $d$ ).
- Termos não lineares da condição cinemática de superfície livre são desprezáveis.

Assumindo as simplificações acima mencionadas, a solução de problemas usando a teoria linear das ondas recorre à resolução da equação de Laplace que, com o uso das condições de fronteira apropriadas, permite definir o potencial de velocidade do escoamento,  $\phi(x,z,t)$ . De forma a obter um melhor detalhe sobre a resolução deste tipo de problema podem consultar-se as seguintes referências: Dean e Dalrymple, 1984 e Le Méhauté, 1976.

Considerando um escoamento bidimensional que varia no tempo e considerando válida a teoria linear, o potencial  $\phi(x,z,t)$  pode ser escrito como:

$$\phi(x,z,t) = -\frac{H}{2} \frac{g \cosh(k(z+d))}{\omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.1)$$

em que  $\omega$  e  $k$  são respectivamente:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (2.2)$$

$$k = \frac{2\pi}{L} \quad (2.3)$$

Derivando a equação (2.1) em ordem às variáveis  $x$  e  $z$ , é possível obter as componentes horizontal e vertical da velocidade,  $u$  e  $w$ , das partículas fluidas. Desta forma as componentes da velocidade são dadas por:

$$u(x, z, t) = -\frac{\partial \phi(x, z, t)}{\partial x} = \frac{H}{2} \frac{kg \cosh(k(z+d))}{\omega \cosh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.4)$$

$$w(x, z, t) = -\frac{\partial \phi(x, z, t)}{\partial z} = \frac{H}{2} \frac{kg \sinh(k(z+d))}{\omega \cosh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.5)$$

Com base na teoria linear, é possível obter uma relação entre o comprimento de onda,  $L$ , e o período,  $T$ , dada pela seguinte equação:

$$L = T^2 \frac{g}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \quad (2.6)$$

Assim, é possível obter o comprimento de onda em função da profundidade,  $d$ , e do período de onda. A equação (2.6) tem de ser resolvida numericamente através de iterações sucessivas. Dando início às iterações considerando que se está em grandes profundidades onde:

$$\tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \simeq 1 \quad (2.7)$$

obtém-se o comprimento de onda ao largo,  $L_0$ , que depende do período e é dado por:

$$L_0 = T^2 \frac{g}{2\pi} \quad (2.8)$$

Este valor pode ser utilizado como valor inicial para resolver a equação (2.6).

Os resultados apresentados anteriormente têm particular interesse, pois permitem definir as condições limite ao nível de geração de ondas no modelo numérico SPHyCE.

### 2.3. Geração de ondas para batedores do tipo pistão

No presente trabalho a geração de ondas realiza-se por intermédio de um batedor do tipo pistão. Deste modo, é necessário conhecer as características do movimento do batedor por forma a gerar a onda desejada. Pela teoria de sistemas sabe-se que um dado sistema pode ser definido à custa dos seus parâmetros de entrada (*inputs*) e de saída (*outputs*). No caso de geração de ondas, a entrada do sistema,  $x(t)$ , é o movimento do batedor e a saída,  $\eta(t)$ , é a elevação de superfície livre. Admite-se que o sistema movimento do batedor – elevação de superfície livre é linear e invariante no tempo e que o movimento do batedor é definido por:

$$x(t) = A_b \cdot \text{sen}(2\pi f_0 t + \theta) \quad (2.9)$$

A elevação de superfície livre será também uma sinusóide com a mesma frequência  $f_0$ , mas com uma fase diferente (Carvalho, 1990):

$$\eta(t) = A \cdot \text{sen}(2\pi f_0 t + \theta) \quad (2.10)$$

Com base nestas equações, pode-se desenvolver a fórmula teórica do ganho para vários tipos de batedor. Em particular para este trabalho, interessa a fórmula para o caso do batedor pistão, visto ser o modo de geração utilizado no presente estudo. Assim, o ganho do sistema,  $e(f)$  (Capitão, 2001), é dado por:

$$e(f) = \frac{2 \left( \text{senh} \left( \frac{2\pi d}{L(f)} \right) \right)^2}{\text{senh} \left( \frac{2\pi d}{L(f)} \right) \cosh \left( \frac{2\pi d}{L(f)} \right) + \frac{2\pi d}{L(f)}} \quad (2.11)$$

onde  $L(f)$  é o comprimento de onda da sinusóide da frequência  $f$  à profundidade  $d$  e que pode ser calculado pela equação 2.6.

Para uma mesma frequência,  $f_0$ , o ganho  $e(f_0)$  do sistema é dado pelo quociente da amplitude do movimento do batedor,  $A_b$ , e a amplitude da elevação de superfície livre resultante,  $A$ , ou seja:

$$\frac{A_b}{A} = e(f_0) \quad (2.12)$$

Assim a amplitude do batedor,  $A_b$ , é dada por:

$$A_b = e(f_0) \cdot A \quad (2.13)$$

## 2.4. Transformação das ondas

### 2.4.1. Águas profundas vs águas pouco profundas

Até agora, obtiveram-se os resultados da teoria linear das ondas em águas de profundidade finita. Como foi possível verificar, praticamente todos os resultados obtidos dependem deste parâmetro. Assim, é fácil de observar que é possível obter simplificações nas situações de águas profundas e pouco profundas.

Importa assim definir a diferença entre águas profundas e pouco profundas. Por definição têm-se os limites de transição para as diferentes profundidades, Figura 3.

Quando as ondas chegam a águas de pequena profundidade, a sua forma e direcção mudam. A sua velocidade diminui, as cristas modificam a sua inclinação e direcção.

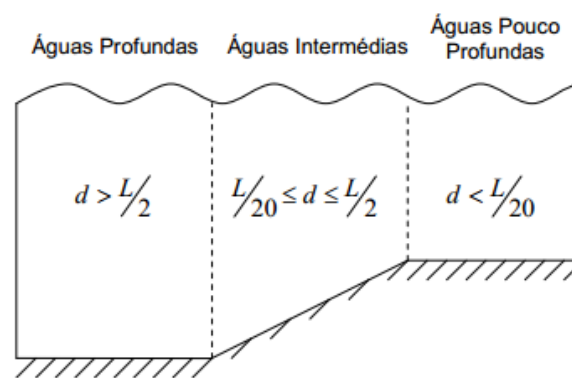


Figura 3 – Definição dos diferentes tipos de profundidades.

### 2.4.2. Processos de transformação

A transição entre diferentes profundidades provoca mudanças no perfil da onda. Como já foi descrito, as características das ondas variam com a profundidade e as fronteiras e essas mudanças originam o aparecimento de certos fenómenos físicos responsáveis pela transformação das ondas à medida que elas se aproximam da costa. São apresentados de seguida os fenómenos presentes e que ocorrem na costa.

#### **Empolamento**

O fenómeno de empolamento, consiste no aumento da altura da onda devido à redução de profundidade, sendo que pouco antes da rebentação a onda atinge a sua altura máxima.

## **Refracção**

Quando as ondas se aproximam da costa, verifica-se que as suas cristas tendem a ficar praticamente paralelas a esta. A este fenómeno chama-se refração. Isto acontece porque, à medida que as ondas se vão aproximando da costa para zonas de águas menos profundas, entram em contacto com o fundo do mar mais cedo, o que faz com que a onda diminua a sua velocidade nesta zona. Assim, as ondas que já se encontram mais perto da costa deslocam-se mais devagar, enquanto que as ondas mais distantes têm uma velocidade de propagação mais alta.

## **Rebentação**

À medida que a onda se propaga para zonas menos profundas, a fricção do fundo começa a tornar mais lento o movimento orbital na cava da onda, mantendo a crista da onda uma maior velocidade. As ondas começam a inclinar-se para a frente e quando esta inclinação atinge um valor máximo, a onda rebenta. Este valor máximo representa o critério de rebentação de ondas e já foi sugerido por vários autores.

## **Difracção**

A difracção é um fenómeno resultante de uma distribuição espacial não uniforme da altura de onda que provoca modificação da direcção de propagação e aumento do seu comprimento de onda. Caracteriza-se por ser um fenómeno de transmissão lateral da energia da onda ao longo de sua crista, no sentido das zonas em que a altura de onda é menor.





### 3. Modelo Numérico SPHyCE

O modelo numérico SPHyCE é um modelo baseado no modelo SPHysics (Crespo, 2008; Crespo et al., 2008), e desenvolvido no LNEC para aplicação específica à Engenharia Costeira. O modelo é baseado nas equações da Dinâmica dos Fluidos, na sua forma Lagrangeana, e não necessita de malha, sendo o fluido representado por partículas. Neste capítulo, o princípio fundamental do método SPH é apresentado, seguido da descrição geral do modelo numérico SPHyCE.

#### 3.1. Princípio Fundamental do método SPH

O princípio fundamental do método SPH consiste em aproximar um escalar, um vector ou um tensor usando a teoria dos integrais de interpolação. O integral de interpolação de uma função  $f(r)$  associado a uma dada partícula, é dado por:

$$f(r) = \int f(r')W(r - r', h)dr' \quad (3.1)$$

onde  $W$  é o kernel de interpolação, ou seja, uma função analítica, e  $h$  determina a dimensão do suporte desta função, a qual limita a resolução do método. O parâmetro  $h$  é denominado de *smoothing length* e controla a dimensão do domínio de influência do kernel.

Como numericamente, a função  $f(r)$  é conhecida apenas em pontos discretos do domínio, as partículas fluídas, os integrais de interpolação são aproximados por um somatório. A aproximação da função  $f$  associada à partícula  $a$  com a posição  $r_a$  é dada por:

$$f(r_a) \approx \sum_b m_b \frac{f_b}{\rho_b} W_{ab} \quad (3.2)$$

onde  $f_b$  é o valor da função  $f$  associado à partícula  $b$  localizada em  $r_b$ ,  $W_{ab}=W(r_a-r_b, h)$  é o valor da função de interpolação na posição  $(r_a-r_b)$ ,  $m_b$  é a massa e  $\rho_b$  a densidade da partícula  $b$ , contido no domínio de influência de  $a$ .

Numericamente, o kernel é uma função com um suporte compacto dentro duma região circular determinada por um raio de  $2h$  (Figura 4), mais pequeno que a escala típica do problema. No entanto, o parâmetro  $h$  deve ser superior à separação inicial das partículas. Assim, uma partícula está apenas em interacção com as partículas contidas no domínio de influência definido pela dimensão do suporte do kernel e cada uma destas partículas tem uma contribuição no kernel (Figura 4).

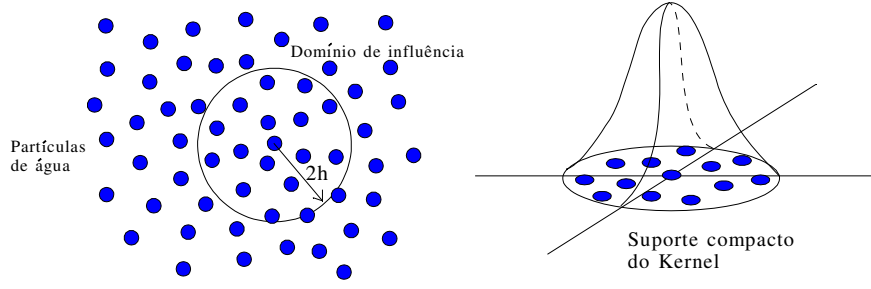


Figura 4 – Suporte compacto do kernel e partículas que contribuem para a interpolação (Didier et al., 2011a).

A função analítica  $f$  pode ser diferenciada sem necessitar de uma malha especial.

Existem diversos kernels na literatura, sendo a utilização de diferentes kernels análoga à utilização do esquema de discretização nos métodos Eulerianos do tipo volumes finitos ou diferenças finitas. Assim, a precisão do método SPH depende do tipo de kernel, função que deve verificar várias condições matemáticas (Liu, 2003).

O kernel de interpolação *quadratic* (Johnson et al., 1996; Dalrymple e Rogers, 2006) utilizado no modelo SPHyCE é definido pela função analítica dada por:

$$W(q, h) = \frac{3}{2\pi h^2} \left( \frac{q^2}{4} - q + 1 \right), \quad 0 \leq q \leq 2 \quad (3.3)$$

onde,

$$q = \frac{r_a - r_b}{h}.$$

### 3.2. Modelo numérico SPH

Em actual desenvolvimento, encontra-se o modelo SPHyCE, baseado no modelo SPHysics (Crespo, 2008, Crespo et al., 2008), que permite modelar escoamentos com superfície livre.

O próprio modelo numérico SPHysics, (SPHysics, 2009), é inspirado na formulação SPH convencional proposta por Monaghan (1992).

As equações bidimensionais de conservação da quantidade de movimento e de conservação da massa, na forma Lagrangeana, num meio contínuo são dadas por:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + g + \Pi \quad (3.4)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\text{div}(v) \quad (3.5)$$

onde  $t$  é o tempo,  $\Pi$  representa os termos viscosos,  $g=(0, -9.81) \text{ m.s}^{-2}$  é a aceleração da gravidade,  $v$ ,  $P$  e  $\rho$  são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a densidade do fluido, sendo  $\nabla P$ , o gradiente de pressão.

Nas equações SPH, obtidas a partir da aplicação da função kernel (3.1) nas equações (3.4) e (3.5), a equação discreta de conservação do momento é dada por:

$$\frac{dv_a}{dt} = \sum_b m_b \left( \frac{P_a}{\rho_a^2} + \frac{P_b}{\rho_b^2} + \Pi_{ab} \right) \cdot \nabla_a W_{ab} + g \quad (3.6)$$

onde  $v_a$ ,  $P_a$  e  $\rho_a$  são, respectivamente, a velocidade, a pressão e a densidade de uma partícula  $a$ ,  $P_b$ ,  $\rho_b$  e  $m_b$  são, respectivamente, a pressão, a densidade e a massa de uma partícula  $b$  contida no suporte compacto do kernel,  $W_{ab}$  é um kernel de interpolação e  $\Pi_{ab}$  é o termo de viscosidade. Finalmente,  $\nabla_a W_{ab}$  é dado por:

$$\nabla_a W_{ab} = \nabla_a W(r_a - r_b) = \frac{\partial W_{ab}}{\partial x_a} i + \frac{\partial W_{ab}}{\partial z_a} j \quad (3.7)$$

onde  $i$  e  $j$  são os vectores unitários na direcção dos eixos coordenados e  $(x_a, z_a)$  são as coordenadas da partícula genérica  $a$ .

No programa SPHysics, estão implementados três modelos para os termos viscosos  $\Pi_{ab}$ : viscosidade artificial (Monaghan, 1992), viscosidade laminar (Morris et al., 1997) e modelo de turbulência *Sub-Particle Scale* (Gotoh et al., 2001). Este último modelo é utilizado nas presentes simulações numéricas e no modelo SPHyCE.

A equação de conservação de massa discreta é dada por:

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b m_b (v_a - v_b) \cdot \nabla_a W_{ab} \quad (3.8)$$

As partículas movem-se de acordo com a seguinte equação:

$$\frac{dr_a}{dt} = v_a \quad (3.9)$$

O fluido é considerado pouco compressível, o que permite relacionar a pressão no fluido com a densidade através da equação de estado (Batchelor, 1974) dada por:

$$P = B \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (3.10)$$

onde  $\gamma=7$ , é a constante politrópica e  $B = c_0^2 \rho_0 / \gamma$ , sendo  $\rho_0$  a densidade de referência (1000 Kg/m<sup>3</sup>) e  $c_0$  a velocidade do som para a densidade de referência. Por razões de ordem numérica, é normalmente considerado no cálculo um valor de velocidade do som menor que o seu valor real, para poder aumentar o passo de tempo. Com esta técnica, a pressão no fluido é calculada através da equação de estado (3.10), tendo em conta que o fluido é pouco compressível, em vez de resolver uma equação de

pressão de Poisson, onde o fluido seria considerado incompressível (Koshizuka et al., 1995; Shao e Lo, 2003). Com a hipótese de fluido pouco compressível, a variação de densidade é inferior a 1% (Dalrymple e Rogers, 2006).

Conhecendo o campo de pressões e as interações entre as partículas, é possível determinar o movimento das partículas, calculando as velocidades e as posições das mesmas ao longo do tempo.

No modelo SPHyCE, a integração no tempo é realizada utilizando o algoritmo Previsão-Correção (Monaghan, 1989). O passo de tempo é variável e é controlado automaticamente, respeitando as condições de Courant (Monaghan e Kos, 1999) e o termo difusivo da viscosidade.

Quanto às condições de fronteira, estas não aparecem de forma natural no formalismo SPH. As diferentes soluções empregues para evitar problemas de fronteira consistem na geração de uma série de partículas virtuais que caracterizem os limites do sistema (condição de fronteira dinâmica) ou na determinação de uma força de repulsão nas partículas da fronteira (condição de fronteira repulsiva). Esta última condição é utilizada no modelo SPHyCE.

Quanto às condições iniciais, as partículas fluidas são colocadas numa determinada posição do espaço, que corresponde às coordenadas espaciais dos nós de uma determinada malha, em geral Cartesiana regular. Como o fluido se encontra inicialmente em repouso, a velocidade inicial de cada partícula é nula e tem uma pressão hidrostática associada de acordo com a sua profundidade, possibilitando o cálculo da sua densidade inicial.

O método SPH apresenta um grande potencial na modelação de escoamentos onde ocorrem deformações importantes e complexas da superfície livre. Esta capacidade está ligada ao método numérico, que permite modelar a superfície livre sem impor condições de fronteira particulares ou realizar tratamentos especiais, e à modelação do movimento de corpos e da sua interacção com o fluido.

### **3.3. Modelo SPHyCE para modelação em engenharia costeira**

Com o objectivo de utilizar o modelo SPHyCE para aplicações de Engenharia Costeira no LNEC, o programa original SPHysics foi significativamente melhorado e alterado.

O primeiro ponto alterado foi a instabilidade ao nível da pressão devido à formulação convencional SPH, baseada na formulação de Monaghan (1992), nas quais o fluido é tratado como sendo pouco compressível. No entanto, pequenas variações na densidade das partículas fluidas podem originar elevadas variações de pressão. Foi demonstrado para um caso de queda de coluna de água (Gómez-

Gesteira *et al.*, 2010) que, para corrigir as instabilidades da pressão, é necessário aplicar um filtro, isto é, re-normalizar a massa volúmica das partículas fluidas por forma a obter um campo de pressões estável. No entanto, a re-normalização da massa volúmica, no caso da modelação da propagação das ondas, induz uma difusão numérica e uma redução da elevação da superfície livre. Com estes resultados, optou-se por aplicar a re-normalização parcialmente, apenas nas imediações da estrutura costeira onde se pretende calcular a pressão e a força. Com esta abordagem, a propagação das ondas no canal não sofre difusão numérica e a pressão nas imediações da estrutura é estabilizada sem prejudicar a correcta propagação das ondas. A aplicação da re-normalização parcial da densidade das partículas fluidas, ou seja, quando só é aplicada a uma zona do domínio computacional, não introduz descontinuidades na elevação da superfície livre, nem na pressão ou na força.

Outro ponto importante a considerar, é o funcionamento do batedor que na formulação inicial pode apenas agir como gerador de onda, o que limita a aplicação do modelo. Assim, um batedor com absorção activa das ondas reflectidas foi implementado no modelo numérico. Desta forma, as ondas reflectidas por uma estrutura situada na extremidade de um canal, chegam ao batedor e são absorvidas. Deste modo dispõe-se no modelo SPHyCE de um canal numérico semi-infinito que permite modelar escoamentos durante um intervalo de tempo suficiente para se poder realizar análises estatísticas quer do caudal galgado, quer das forças que actuam na estrutura costeira.

Uma vez que se pretende modelar estruturas costeiras reais, surge a necessidade de se considerar a porosidade do manto, quer de enrocamento, quer de blocos artificiais. Uma solução consiste em modelar o meio poroso considerando a porosidade do meio. No entanto se esta metodologia permite representar o escoamento médio no meio poroso, não permite o cálculo das forças nos blocos. Desta forma, o modelo SPHyCE permite modelar directamente as camadas de blocos que protegem o manto de um quebra-mar de talude e o escoamento pode assim ser simulado fora e dentro do manto (i.e. entre os blocos que constituem o manto) com o propósito de calcular as forças que actuam nos blocos ao longo do tempo.

As condições de fronteiras foram igualmente alteradas, pois verificou-se que as partículas atravessam estas fronteiras sólidas. Foi implementado assim uma discretização regular das partículas nas fronteiras, independentemente da orientação destas fronteiras, o que não é o caso no programa original. Foi também implementado uma densificação de partículas nas fronteiras sólidas que permite também limitar o atravessamento das partículas fluidas. Esta condição é indispensável quando se modela meios porosos.

O modelo, na sua forma actual, já foi validado para vários tipos de estruturas costeiras impermeáveis e porosas: quebra-mar vertical (Didier et al., 2011b, 2012a), estruturas costeiras de talude impermeáveis (Didier e Neves, 2010), quebra-mar de Zeebrugge (Didier et al., 2012b).

### **3.4. Batedor do tipo pistão com absorção activa**

#### **3.4.1. Batedor do tipo pistão**

No modelo original SPHysics (Gómez-Gesteira et al., 2008; SPHysics, 2009), a geração da onda é realizada pela movimentação das partículas sólidas da fronteira do batedor, similar ao canal experimental. As ondas são geradas da esquerda para a direita do canal numérico. O movimento do batedor é simulado no modelo em qualquer intervalo de tempo,  $t$  dado, através da posição  $X_b(t)$  e velocidade  $U_b(t)$ , das partículas sólidas que constituem o batedor. A posição e velocidade respectivamente  $X_b(t)$  e  $U_b(t)$  são calculadas recorrendo a duas equações deduzidas a partir da teoria linear das ondas, para uma onda regular, através das seguintes relações:

$$X_b(t) = X_b(t_0) + A_b \sin\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (3.11)$$

onde  $T$  é o período da onda incidente;  $A_b$  a amplitude do movimento do batedor (dependendo da altura de onda  $H$ );  $X_b(t_0)$ , a posição inicial do batedor e  $t$ , o tempo. A velocidade do batedor é calculada por diferenciação da equação (3.11) no tempo e é dada por:

$$U_b(t) = \frac{2\pi A_b}{T} \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (3.12)$$

Em aplicações numéricas existe a necessidade de suavizar a velocidade no início do movimento do batedor para evitar instabilidades numéricas resultantes do impulso inicial das partículas que constituem o batedor. A suavização é realizada recorrendo a uma rampa de velocidade.

#### **3.4.2. Batedor do tipo pistão com absorção activa**

A absorção activa do batedor encontra-se incluída no modelo SPHyCE (Didier e Neves, 2012), utilizando o mesmo procedimento seguido no canal de ondas experimental. O batedor numérico está equipado com um sistema de controlo simultâneo da geração e absorção activa da onda.

É seguida a metodologia sugerida por Schäffer e Klopman (2000). Este procedimento, baseado no movimento do batedor utilizado nos ensaios experimentais, foi também implementado num modelo Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS), utilizando a técnica VOF para modelação da superfície livre, por Lara et al. (2011).

A posição alvo do batedor,  $X_b(t)$ , é corrigida em tempo real a fim de absorver as ondas reflectidas e evitar a reflexão junto do batedor. Esta é obtida em cada instante de tempo  $t$ , a partir das sucessivas correcções da velocidade do movimento do batedor. Para isso é necessário estimar a elevação da superfície livre da onda reflectida,  $\eta_R$ , a ser absorvida, comparando a elevação da superfície livre teórica  $\eta_T$ , com a elevação da superfície livre em frente ao batedor,  $\eta_{SPH}$ . A elevação da superfície livre é medida a cerca de  $5 d_0$  a partir do batedor, com  $d_0$  a distância inicial entre partículas.

$$\eta_R = \eta_T - \eta_{SPH} \quad (3.13)$$

A velocidade do batedor tem de ser modificada de forma a igualar a velocidade induzida pela onda a ser absorvida. Neste caso, como a geração de onda é realizada por um batedor do tipo pistão, com velocidade uniforme ao longo da profundidade da água, a absorção da onda reflectida é feita utilizando a teoria linear das ondas longas (Schäffer e Klopman, 2000; Dean e Dalrymple, 1991). Desta forma, a correcção da velocidade devida à absorção da onda reflectida,  $U_R$ , pode ser escrita da seguinte forma:

$$U_R = \eta_R \left( \frac{g}{d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.14)$$

onde  $g$  é a aceleração da gravidade e  $d$  a profundidade junto do batedor.

De modo a obter a posição do batedor desejada, a velocidade tem de ser integrada considerando tanto a velocidade teórica,  $U_T$ , calculada com base na equação (3.12), como a velocidade corrigida para absorção,  $U_R$ :

$$X_b(t) = X_b(t_0) + \int_0^t (U_T + U_R) dt \quad (3.15)$$

### 3.4.3. Implementação numérica da absorção activa do batedor para o modelo SPHyCE

A implementação numérica da absorção activa do batedor para o modelo SPHyCE é realizada em primeiro lugar pelo cálculo da velocidade esperada do batedor,  $U_T$ , no tempo  $t$ , e que é obtida recorrendo à equação (3.12). Como o batedor é do tipo pistão, a velocidade das partículas sólidas que constituem o batedor no modelo numérico é a mesma. As condições iniciais, como para o caso sem absorção activa, são a velocidade nula,  $U_b(t_0) = 0.0$  do batedor, e a sua posição inicial  $X_b(t_0)$ .

A elevação da superfície livre em frente ao batedor é determinada por uma sonda localizada a  $5 d_0$  deste, como referido anteriormente. A elevação de superfície livre esperada no tempo  $t$  é calculada utilizando relação da teoria linear das ondas para uma altura de onda  $H_i$ .

A velocidade corrigida,  $U_R$ , é calculada pela equação (3.14) e o valor da elevação da superfície livre,  $\eta_R$ , calculado pela equação (3.13).

A velocidade corrigida do batedor,  $U_b(t + dt)$ , é obtida por intermédio da seguinte relação:

$$U_b(t + dt) = U_T + U_R \quad (3.16)$$

A posição do batedor no instante  $t + dt$ ,  $X_b(t + dt)$ , é deduzida por integração da velocidade no instante  $t + dt$ , e pela anterior posição do batedor no instante  $t$ ,  $X_b(t)$ .

### 3.5. Geração e absorção de ondas multicromáticas

No modelo SPHyCE a geração de ondas multi-frequência compostas por diferentes períodos  $T^{(n)}$ , com  $n=1:N$ ,  $N$ =número total de frequências  $f^{(n)}$ , e amplitudes  $A^{(n)}$ , respectivamente para uma profundidade  $d$  é realizada a partir do movimento de um batedor do tipo pistão. A partir da profundidade local junto do batedor, das frequências e amplitudes respectivas  $A^{(n)}$ , calculam-se as amplitudes  $A_b^{(n)}$  do movimento do batedor associadas a cada frequência.

O movimento do batedor corresponde assim à soma das contribuições das frequências consideradas.

$$X_b(t) = \sum_{n=1}^N A_b^{(n)} \cos\left(\frac{2\pi}{T^{(n)}}t + \theta^{(n)}\right) \quad (3.17)$$

A elevação da superfície livre da onda teórica gerada pelo movimento do batedor é dada pela seguinte relação:

$$\eta(t) = \sum_{n=1}^N A^{(n)} \sin\left(\frac{2\pi}{T^{(n)}}t + \theta^{(n)}\right) \quad (3.18)$$

A absorção de ondas multicromáticas é efectuada da mesma forma que no caso de ondas monocromáticas, como referido anteriormente na secção (3.4).



## 4. Análise da absorção dinâmica para ondas incidentes bicromáticas

### 4.1. Praia com uma inclinação de $11.3^\circ$

#### 4.1.1. Geometria

Com o intuito de estudar o comportamento do modelo numérico SPHyCE na geração e absorção de ondas bicromáticas, efectuou-se um estudo preliminar recorrendo à geometria de uma praia de inclinação  $11.3^\circ$ , Figura 5, onde à partida a reflexão das ondas incidentes na praia não é muito acentuada, uma vez que esta funciona como um dissipador de energia pela sua pouca inclinação e grande extensão. Deste modo são esperadas pequenas variações na altura de elevação de superfície livre ao longo do tempo.

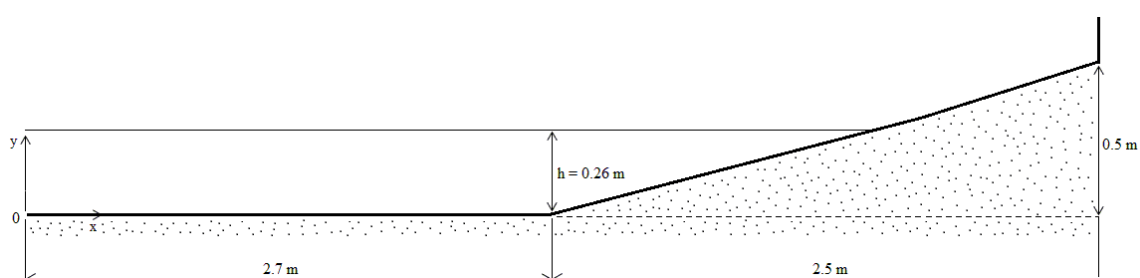


Figura 5 – Esquema do canal e da praia de inclinação  $11.3^\circ$ .

#### 4.1.2. Localização das sondas de elevação de superfície livre

Para cada uma das simulações efectuadas foi realizado um pós-processamento com vista a obtenção das séries temporais das elevações de superfície livre em secções distintas do canal numérico de ondas. Na Tabela 1, é indicada a posição das sondas no canal numérico, assim como a nomenclatura adoptada para as referir. As três sondas foram repartidas regularmente no canal, posicionando uma sonda perto do batedor, uma segunda intermédia e uma terceira no início do declive da praia, Figura 6. A Figura 6 apresenta igualmente o domínio computacional e a posição inicial das partículas fluidas e do batedor.

Tabela 1 – Nomenclatura e posição das sondas para o caso de praia com uma inclinação de  $11.3^\circ$ .

Sonda	SL1	SL3	SL5
Posição x(m)	0.45	1.70	3.20

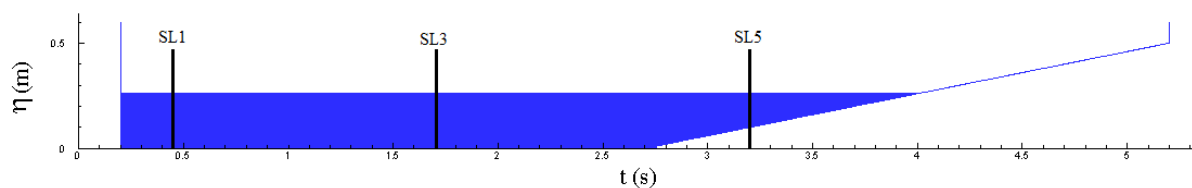


Figura 6 – Posição das sondas de elevação de superfície livre no canal numérico.

#### 4.1.3. Característica das simulações para a praia com inclinação 11.3°

O estudo para a geometria acima referida, consistiu na simulação numérica de cinco situações distintas, fazendo variar a resolução, i.e. aumentando o número de partículas, o período, a altura de onda e a geração de ondas mono e bicromáticas. A Tabela 2 resume as simulações efectuadas e as características e parâmetros principais.

Tabela 2 – Características das simulações para a praia com inclinação 11.3°.

Simulação	Absorção Dinâmica	Correcção da deriva	Tipo de onda	Posição Inicial do Batedor (m)	Período (s)	Altura de Onda (m)	Comprimento de Onda (m)	Resolução (m)	Tempo de Simulação (s)
Praia 1	Sim	Não	Monocromática	0.2	1.3	0.12	1.8624	0.0037	45
Praia 2	Sim	Não	Monocromática	0.2	1.3	0.12	1.8624	0.0052	45
Praia 3	Não	Não	Monocromática	0.2	1.3	0.12	1.8624	0.0052	45
Praia 4	Sim	Sim	Monocromática	0.2	1.3	0.12	1.8624	0.0052	45
Praia 5	Sim	Não	Bicromática	0.2	1.3 1.1	0.10 0.08	1.8624 1.5049	0.0052	45

#### 4.1.4. Análise da influência da resolução numa onda monocromática

Com o objectivo de modelar ondas bicromáticas utilizando o modelo numérico SPHyCE e consequente análise do seu comportamento, efectuou-se um estudo preliminar da sensibilidade da propagação e transformação das ondas com a resolução. Com esta análise pretendeu-se verificar se a adopção de uma resolução ( $d_0$ ) mais fina (Praia 1, Tabela 2) na modelação e propagação da onda, não implicaria grandes alterações ao nível da elevação de superfície livre, comparado com a utilização de uma resolução mais grosseira (Praia 2, Tabela 2).

Conforme anteriormente descrito, a avaliação da influência da resolução na elevação da superfície livre foi obtida através das suas séries temporais em secções distintas do canal numérico conforme referido na Tabela 1. As Figuras 7, 8 e 9 apresentam a comparação da elevação da superfície livre nas

sondas SL1, SL3 e SL5, respectivamente e para as duas resoluções indicadas na Tabela 2, Praia 1 e Praia 2, cuja resolução é 0.0037 m e 0.0052 m, respectivamente.

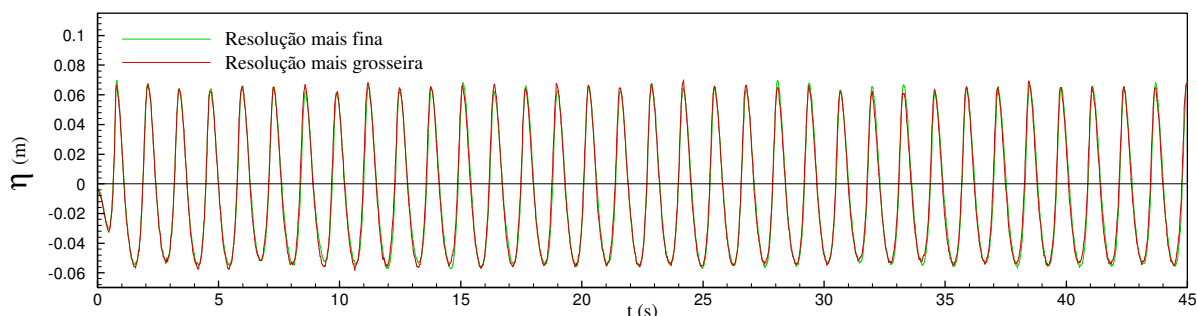


Figura 7 – Praia com inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 ( $x=0.45$  m), para diferentes resoluções numa onda monocromática.

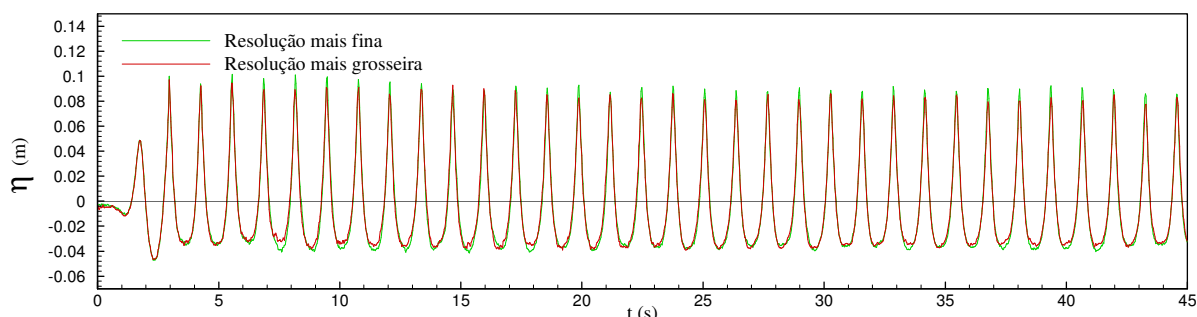


Figura 8 – Praia com inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 ( $x=1.70$  m), para diferentes resoluções numa onda monocromática.

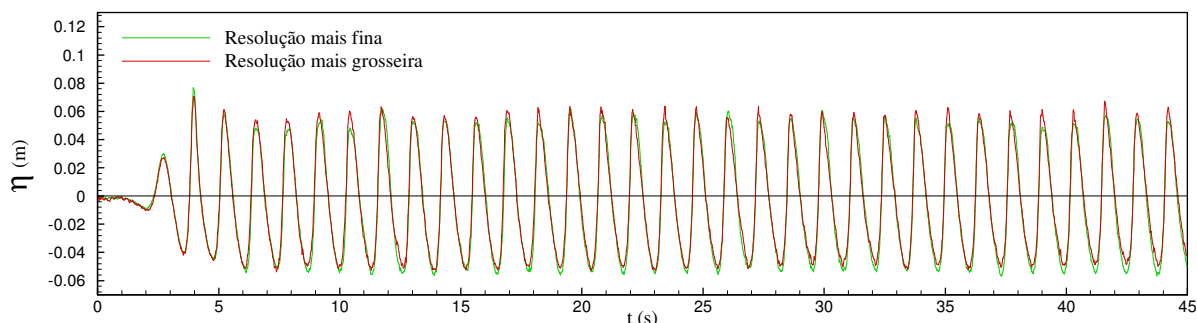


Figura 9 – Praia com inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 ( $x=3.20$  m), para diferentes resoluções numa onda monocromática.

Verifica-se, nas Figuras 7, 8 e 9 que as diferenças de alturas nas séries temporais de elevação de superfície livre não são significativas, o que corrobora o facto de que para esta situação, a adopção de uma resolução mais grosseira como aquela da configuração Praia 2 (Tabela 2), obtêm-se bons resultados, reduzindo desta forma o tempo de cálculo de 98 horas para 38 horas aproximadamente na modelação de 45 segundos, recorrendo à um computador Desktop Intel® Core™ 2 Duo CPU E6550 @ 2.33GHz.

#### 4.1.5. Análise da influência da absorção dinâmica numa onda monocromática

Uma vez que a praia em estudo induz uma reflexão das ondas incidentes, existe a necessidade de analisar o comportamento do batedor na absorção activa das ondas reflectidas através da análise da elevação da superfície livre. As Figuras 10, 11 e 12 representam a comparação das elevações de superfície livre para os dois casos Praia 2 e Praia 3, com e sem absorção activa, respectivamente, para as sondas SL1, SL3 e SL5, respectivamente.

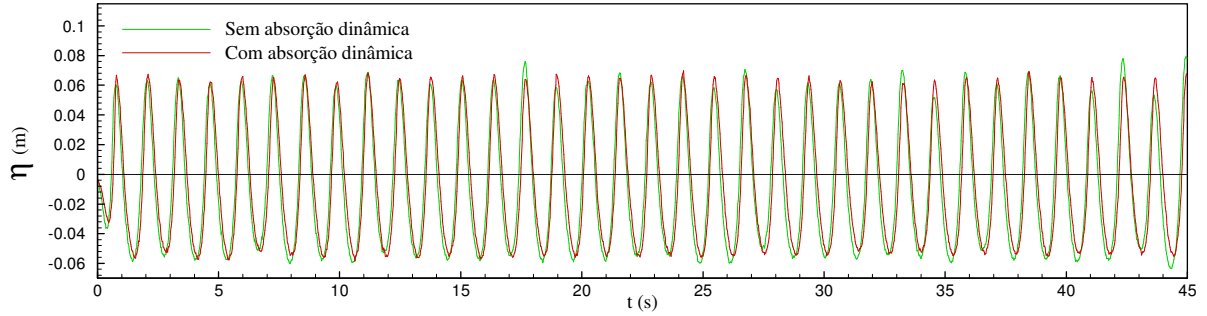


Figura 10 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 ( $x=0.45$  m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática.

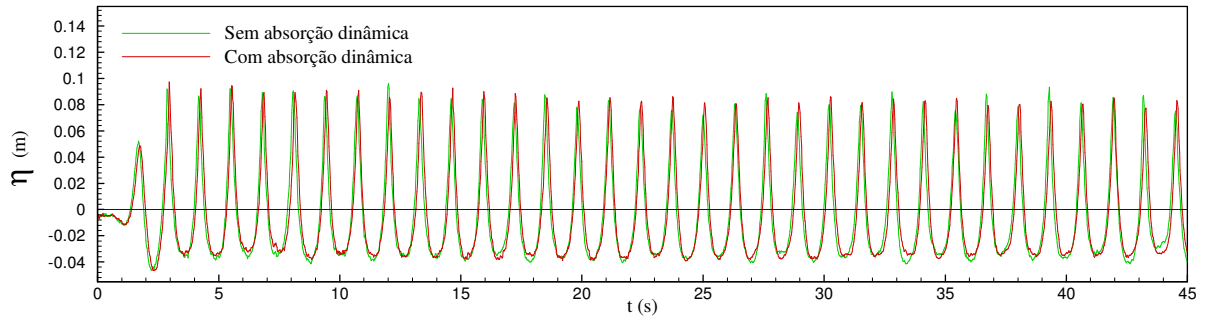


Figura 11 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 ( $x=1.70$  m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática.

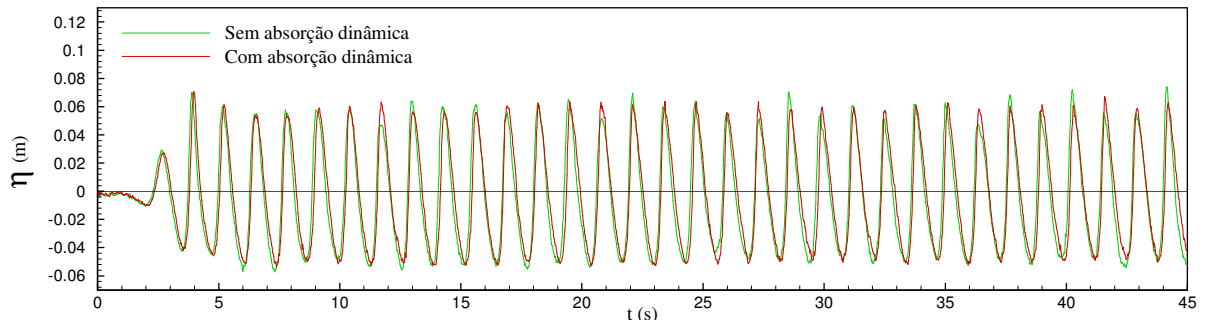


Figura 12 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 ( $x=3.20$  m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática.

Da análise das Figuras 10, 11 e 12, pode-se constatar que a introdução da absorção dinâmica no batedor do modelo numérico SPHyCE para absorver as ondas reflectidas pela estrutura, não traz grandes vantagens para este caso em particular, uma vez que como dito anteriormente, a pouca inclinação da praia assim como a sua extensão contribuem e funcionam como um dissipador de

energia. Assim, a reflexão das ondas é mínima pelo que a altura de elevação de superfície livre tende a manter-se constante ao longo do tempo, quer na configuração com absorção activa, quer sem absorção activa.

No entanto, uma análise mais cuidadosa das séries temporais permite verificar que a altura das ondas é mais regular com a absorção activa no batedor, não se observando alguns desvios na altura da superfície livre como se nota na configuração sem absorção. A Figura 13 mostra a comparação da elevação da superfície livre da onda reflectida,  $\eta_R$ , da onda teórica,  $\eta_{teórica}$ , e da onda medida na frente do batedor,  $\eta_{SPH}$ .

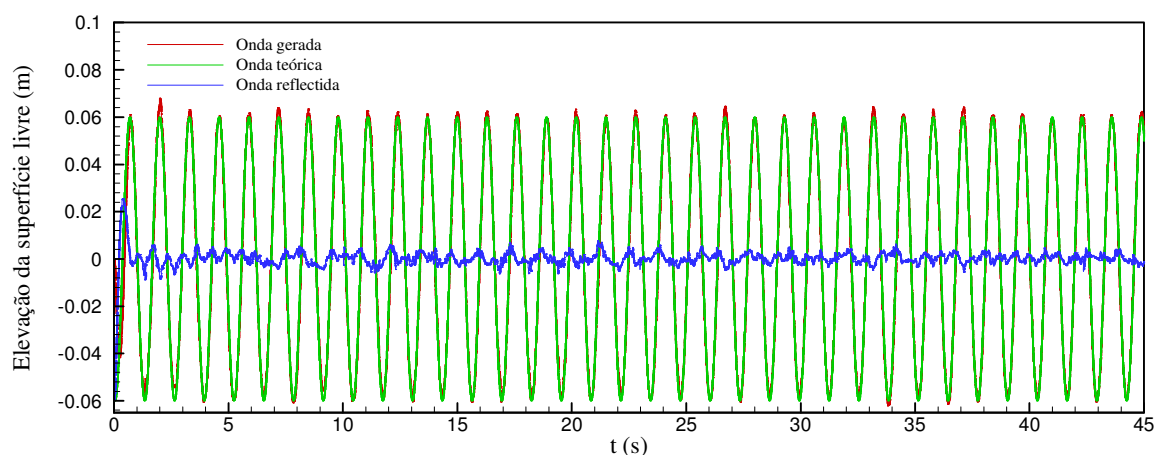


Figura 13 – Praia com uma inclinação de  $11.3^\circ$ . Comparação da elevação da superfície livre da onda reflectida,  $\eta_R$ , da onda teórica,  $\eta_{teórica}$ , e da onda medida na frente do batedor,  $\eta_{SPH}$ , com absorção dinâmica numa onda monocromática.

Verifica-se que as diferenças entre as alturas de elevação da superfície livre da onda medida na frente do batedor,  $\eta_{SPH}$ , e a onda teórica,  $\eta_{teórica}$ , são pouco significativas, o que é facilmente explicado pela pouca reflexão devido à praia, como se pode comprovar pela onda reflectida de pequena amplitude.

#### 4.1.6. Análise da influência da correcção da deriva do batedor numa onda monocromática

A absorção activa do batedor das ondas reflectidas na estrutura induz uma deriva na posição média do batedor, isto é, a posição média do batedor ao longo do tempo é diferente da sua posição inicial. Com o intuito de corrigir esta deriva e manter o batedor numa posição média estável ao longo do tempo, o modelo SPHyCE foi alterado de forma a conseguir corrigir este desvio e tentar manter a posição média do batedor. As Figuras 14, 15 e 16 representam a comparação das elevações de superfície livre para o caso sem correcção da deriva (Praia 2) e para o caso com correcção da deriva (Praia 4), para as sondas SL1, SL3 e SL5, respectivamente.

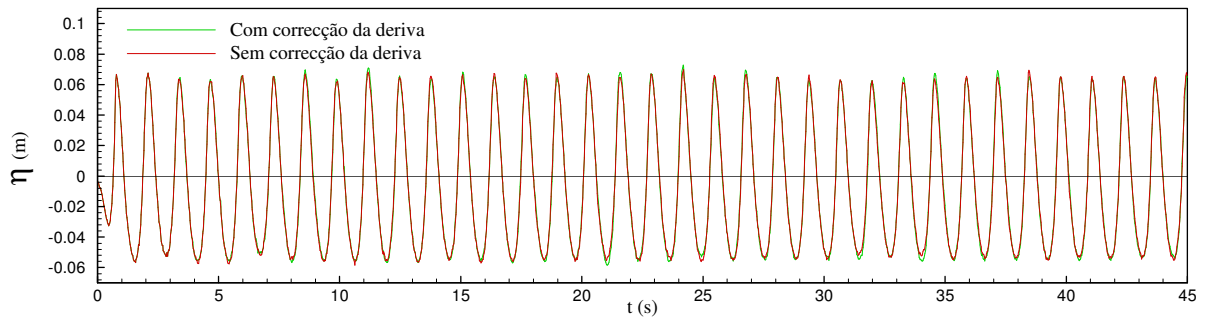


Figura 14 – Praia com uma inclinação de  $11.3^\circ$ . Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 ( $x=0.45$  m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática.

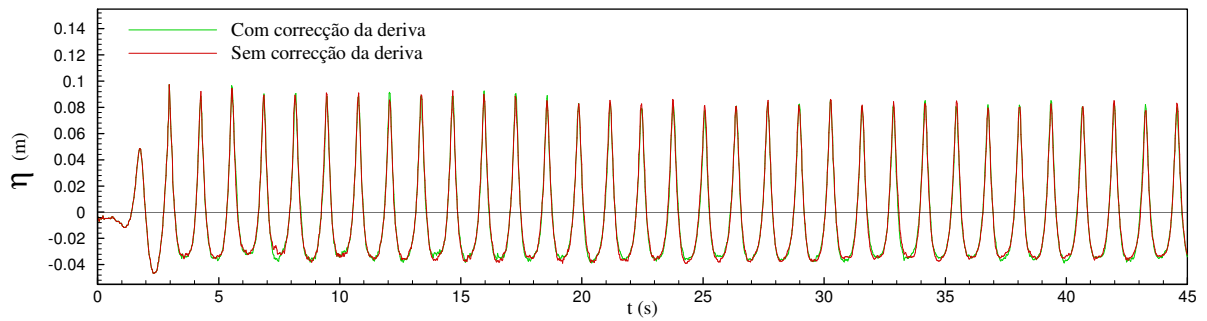


Figura 15 – Praia com uma inclinação de  $11.3^\circ$ . Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 ( $x=1.70$  m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática.

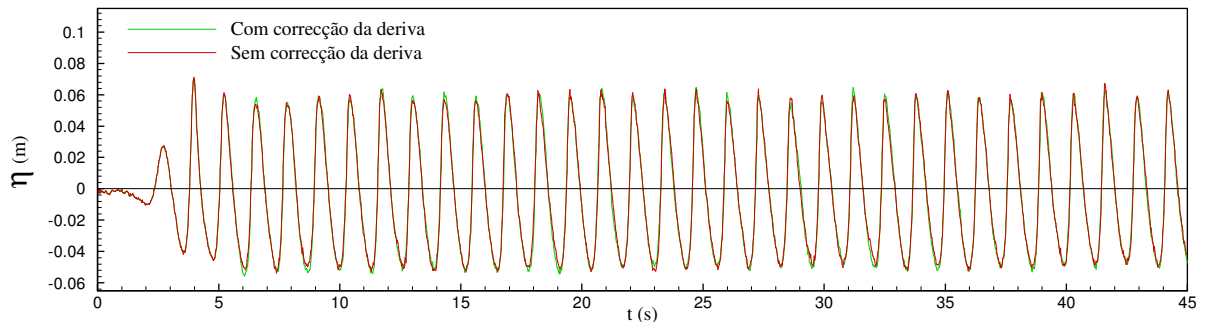


Figura 16 – Praia com uma inclinação de  $11.3^\circ$ . Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 ( $x=3.20$  m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática.

A análise das Figuras 14, 15 e 16 mostra que as diferenças entre a altura de elevação de superfície livre obtida com e sem correcção da deriva do batedor são pouco significativas o que indica que esta correcção não instabiliza o processo de geração das ondas.

No entanto, a reflexão das ondas no caso da praia inclinada é de pequena amplitude, como já foi referido, o que implica uma correcção pequena do movimento do batedor para absorver as ondas reflectidas e, afinal, uma deriva muito pequena facilmente corrigida. O comportamento pode ser diferente para ondas reflectidas de maior amplitude. Este caso é analisado na secção 4.2.

A Figura 17, mostra a comparação da elevação da superfície livre da onda reflectida,  $\eta_R$ , da onda teórica,  $\eta_{teórica}$ , e da onda medida na frente do batedor,  $\eta_{SPH}$ , para o caso da análise da influência da correcção da deriva do batedor para onda monocromática.

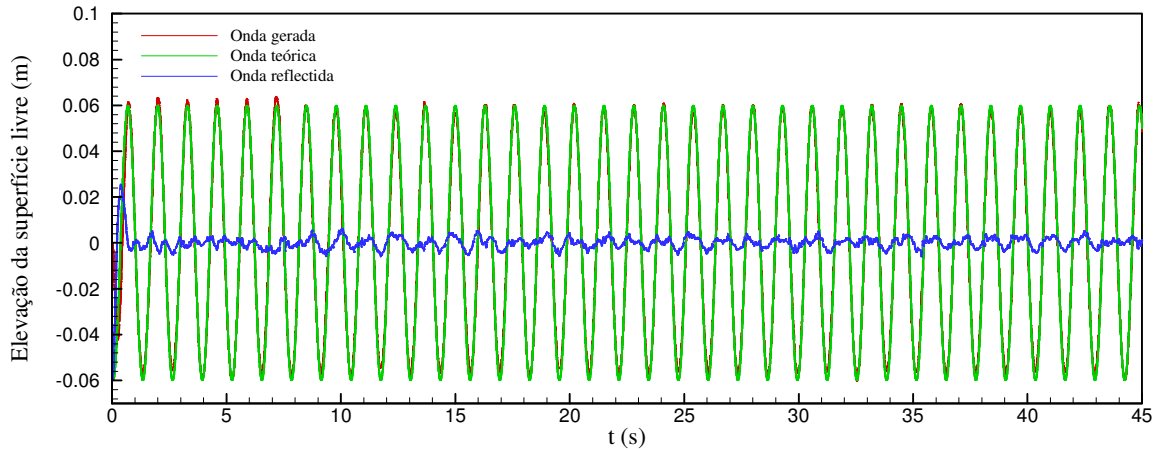


Figura 17 – Praia com uma inclinação de  $11.3^\circ$ . Comparação da elevação da superfície livre da onda reflectida,  $\eta_R$ , da onda teórica,  $\eta_{teórica}$ , e da onda medida na frente do batedor,  $\eta_{SPH}$ , com correcção da deriva do batedor numa onda monocromática.

À semelhança do caso anterior, para a análise da influência da correcção da deriva do batedor na geração de uma onda monocromática, as diferenças entre a elevação da superfície livre da onda medida na frente do batedor e da onda teórica são muito pequenas, ainda que para este caso a onda teórica seja ligeiramente superior.

#### 4.1.7. Análise da influência da absorção dinâmica numa onda bicromática

Como introduzido anteriormente no início deste capítulo, pretendeu-se estudar o comportamento do modelo numérico SPHyCE na geração e absorção de ondas bi-cromáticas. Para tal, efectuou-se um estudo com a mesma geometria acima apresentada com o objectivo de verificar as alterações na altura de elevação da superfície livre. As Figuras 18, 19 e 20 apresentam a comparação da elevação de superfície livre, para uma onda incidente monocromática (Praia 2) e para uma onda bicromática com duas frequências fundamentais (Praia 5), respectivamente para as sondas SL1, SL3 e SL5. Os valores das frequências utilizadas estão indicados na Tabela 2.

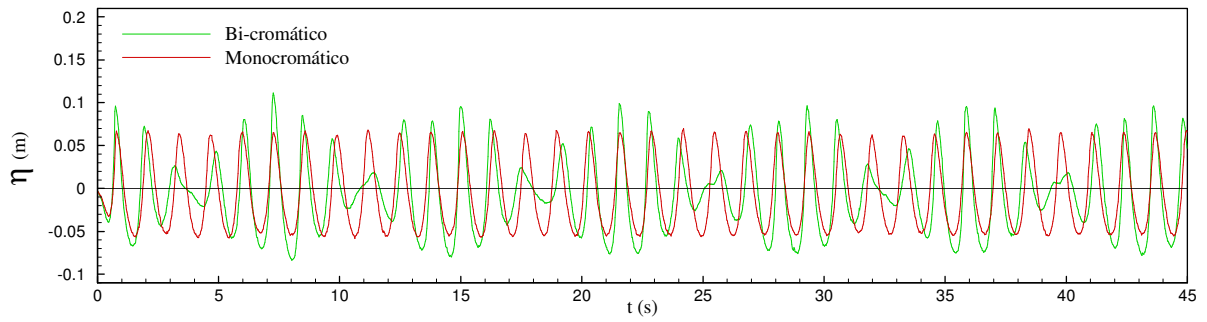


Figura 18 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 ( $x=0.45$  m), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática.

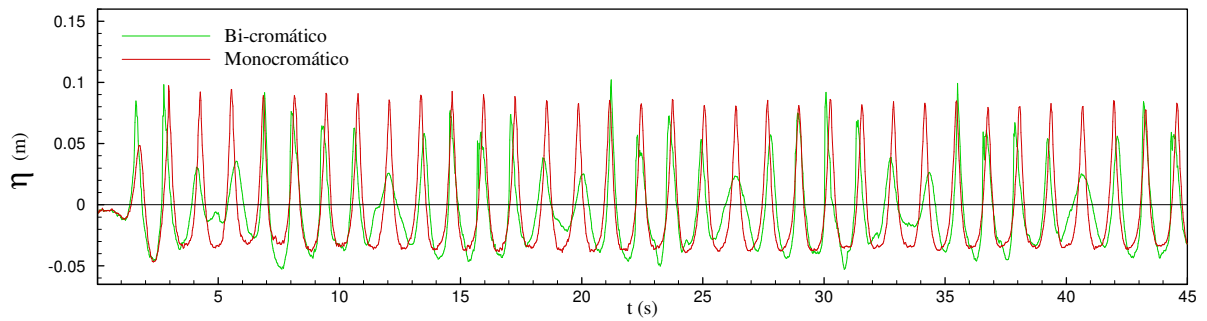


Figura 19 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 ( $x=1.70$  m), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática.

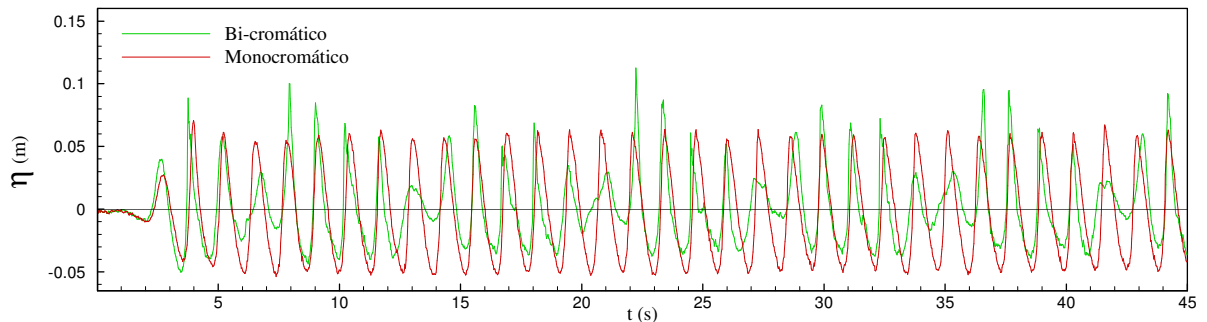


Figura 20 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 ( $x=3.20$  m), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática.

Observa-se evidentemente uma grande diferença na elevação de superfície livre entre os casos Praia 2 e Praia 5, a elevação da superfície livre estando modulada pelo período 1.1 s da onda bicromática. Assim, verifica-se um padrão periódico na elevação de superfície livre da onda bicromática que corresponde ao envelope determinado pelos dois períodos. Esta comparação permite também confirmar que o modelo numérico é adequado quer para geração de ondas bicromática quer para absorção dinâmica destas ondas. Por extensão deste resultado, o modelo numérico é também adaptado a geração e absorção de ondas multicromáticas.

A Figura 21, mostra a comparação da elevação da superfície livre da onda reflectida,  $\eta_R$ , da onda teórica,  $\eta_{teórica}$ , e da onda medida na frente do batedor,  $\eta_{SPH}$ , para o caso da análise da influência da absorção dinâmica para uma onda bicromática.



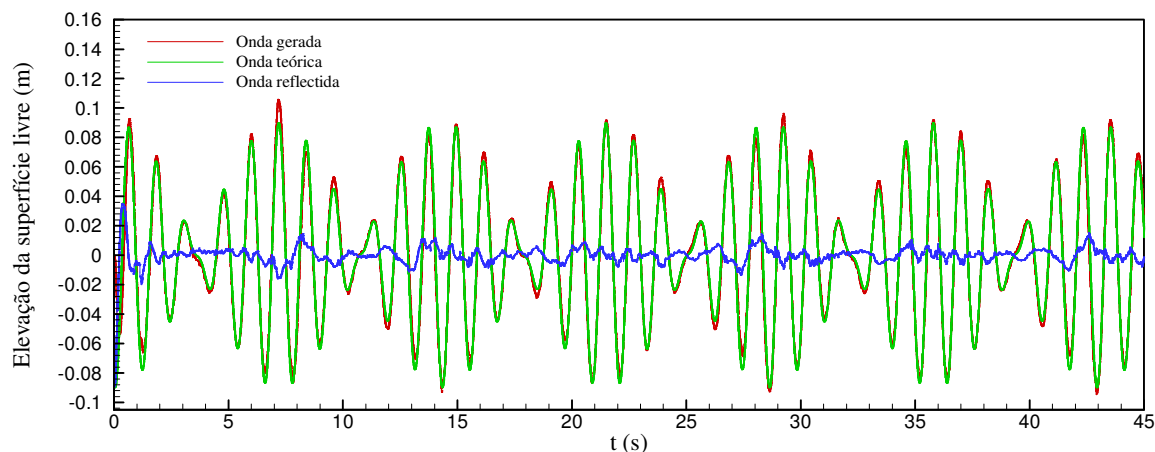


Figura 21 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Comparação da elevação da superfície livre da onda reflectida,  $\eta_R$ , da onda teórica,  $\eta_{teórica}$ , e da onda medida na frente do batedor,  $\eta_{SPH}$ , com absorção dinâmica numa onda bicromática.

Verifica-se, como nos casos anteriores, que as diferenças entre as alturas de elevação da superfície livre da onda medida na frente do batedor,  $\eta_{SPH}$ , e a onda teórica,  $\eta_{teórica}$ , são pouco significativas, o que é facilmente explicado pela pouca reflexão devido à praia, como se pode comprovar pela onda reflectida de pequena amplitude.

#### 4.1.8. Posição do batedor ao longo do tempo

Como o principal objectivo é verificar o funcionamento da absorção dinâmica (com e sem correcção da deriva do batedor) do modelo numérico, efectuou-se uma comparação da posição do batedor em função do tempo. Desta análise resultaram as Figuras 22, 23, 24 e 25 que mostram respectivamente a comparação da posição do batedor nos diferentes casos de estudo. As Figuras 22, 23, 24 e 25 representam a comparação da posição do batedor para os casos de análise da influência da resolução na absorção dinâmica, absorção dinâmica numa onda monocromática, correcção da deriva do batedor para onda monocromática e absorção dinâmica numa onda bicromática, respectivamente.

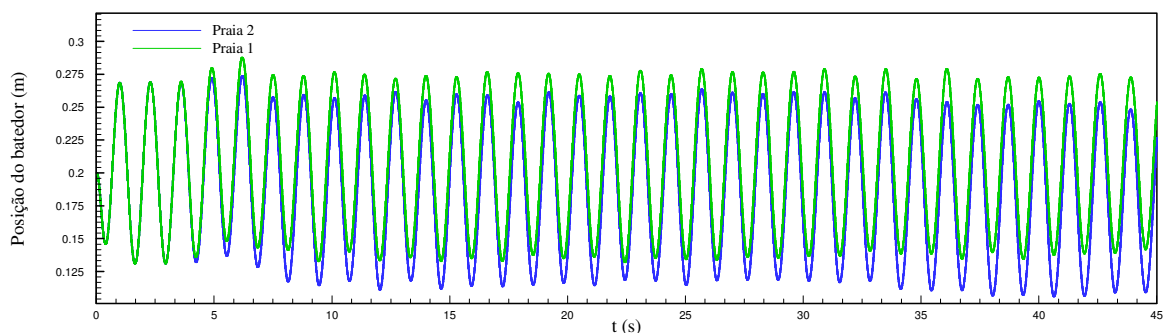


Figura 22 – Praia com uma inclinação de 11.3°. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 1 e Praia 2) – Influência da resolução numa onda monocromática.

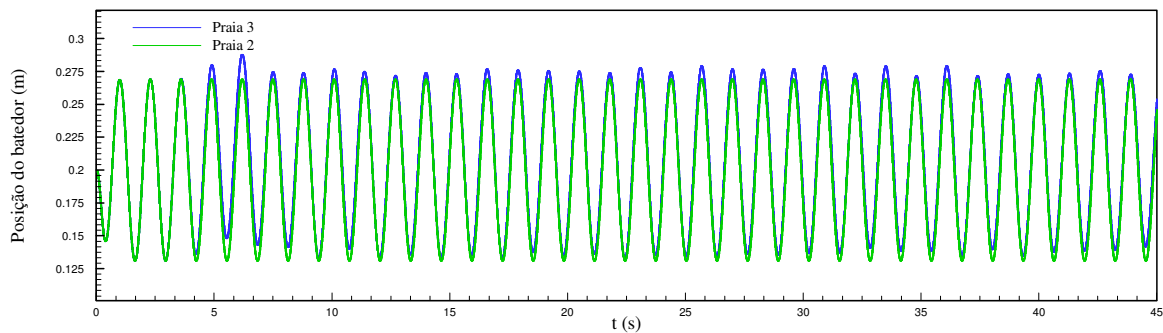


Figura 23 – Praia com uma inclinação de  $11.3^\circ$ . Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 3) – Influência da absorção dinâmica numa onda monocromática.

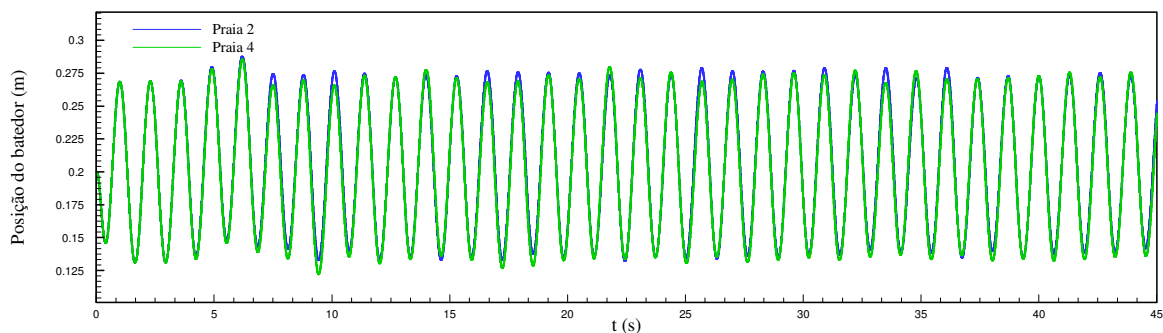


Figura 24 – Praia com uma inclinação de  $11.3^\circ$ . Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 4) – Influência da correcção da deriva do batedor numa onda monocromática.

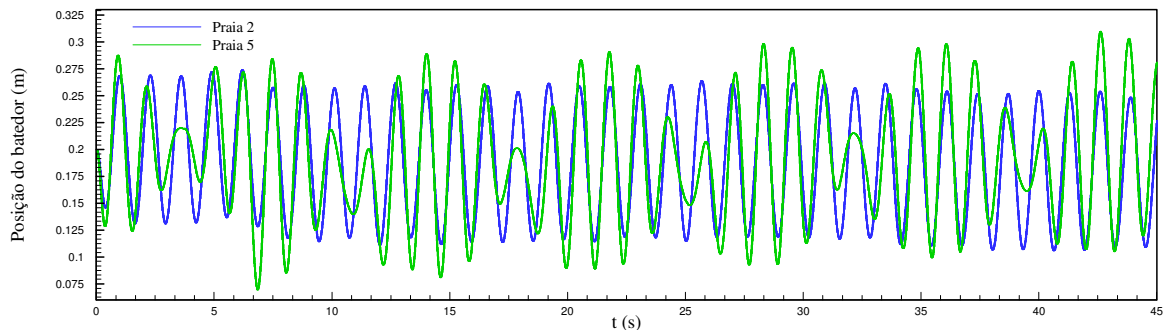


Figura 25 – Praia com uma inclinação de  $11.3^\circ$ . Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 5) – Influência da absorção dinâmica numa onda bicromática.

Na Figura 22, observa-se que a posição média do batedor é diferente entre o caso Praia 1 e Praia 2. Esta diferença é devida à resolução que afecta ligeiramente a intensidade das ondas reflectidas e implica que a posição média do batedor não seja a mesma. No entanto, o movimento do batedor quer para a resolução grosseira, quer para a resolução fina, é muito similar, bem como a amplitude.

Na Figura 23, pode se notar que a posição média do batedor é similar na configuração sem ou com absorção activa. Isto deve-se ao caso particular da praia estudada, de pequena inclinação, não induzir ondas reflectidas significativas. Assim a posição média do batedor corresponde mais ou menos à sua

posição inicial. É interessante salientar que a absorção activa, no caso de ondas reflectidas de pequenas amplitudes, não instabiliza o processo de geração/absorção das ondas.

Na Figura 24, observa-se que a posição média do batedor, sem ou com correcção da deriva, é constante ao longo do tempo e que o batedor não apresenta deriva no tempo. A posição média do batedor é similar para as duas configurações. Como referido anteriormente, isto deve-se ao facto das ondas reflectidas pela praia serem de pequena amplitude. Este teste permite também verificar a estabilidade numérica do processo de geração/absorção activa e correcção da posição do batedor quando as ondas reflectidas são quase inexistentes.

Na Figura 25, nota-se que a posição média do batedor oscila ao longo do tempo conforme o envelope da elevação de superfície livre identificada na secção anterior. Esta situação está directamente ligada à geração das ondas bicromáticas, para as quais a amplitude do movimento do batedor se adapta à amplitude da onda a gerar (conforme o período respectivo das duas ondas). No entanto, a posição média do batedor, considerando quer as envelopes, quer toda a série temporal, é relativamente constante.

## 4.2. Praia com uma inclinação de $11.3^\circ$ com parede vertical

### 4.2.1. Geometria

Após a análise da absorção dinâmica das ondas reflectidas no modelo numérico SPHyCE no caso de uma praia de inclinação  $11.3^\circ$ , efectuou-se um novo caso de estudo introduzindo no final da rampa da praia uma parede vertical. Esta modificação na geometria teve como principal objectivo aumentar a reflexão de modo a verificar se o modelo continuaria a responder de um modo aceitável a esta nova configuração, isto é, se conseguiria absorver correctamente ondas reflectidas de maiores amplitudes. A Figura 26, representa o perfil longitudinal do caso de estudo.

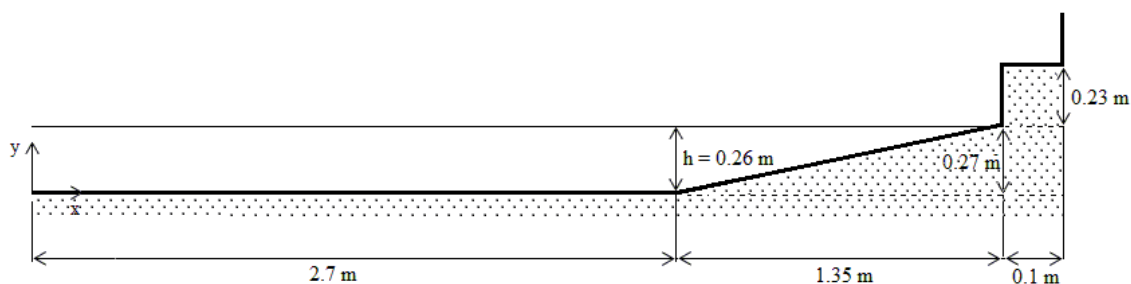


Figura 26 – Esquema do canal e da praia de inclinação  $11.3^\circ$  com parede vertical.

#### 4.2.2. Localização das sondas de elevação de superfície livre

Para cada uma das simulações efectuadas foi realizado um pós-processamento com vista à obtenção das séries temporais das elevações de superfície livre em secções distintas do canal numérico de ondas. Na Tabela 3, é indicada a posição das sondas no canal numérico, assim como a nomenclatura adoptada para as referir. As três sondas foram repartidas regularmente no canal, posicionando uma sonda perto do batedor, uma segunda a meio do canal e uma terceira no início do declive da praia, Figura 27. A Figura 27, apresenta igualmente o domínio computacional e a posição inicial das partículas fluidas e do batedor.

Tabela 3 – Nomenclatura e posição das sondas para o caso de praia com uma inclinação de 11.3°, com parede vertical.

Sonda	SL1	SL3	SL5
Posição x (m)	0.45	1.70	3.20

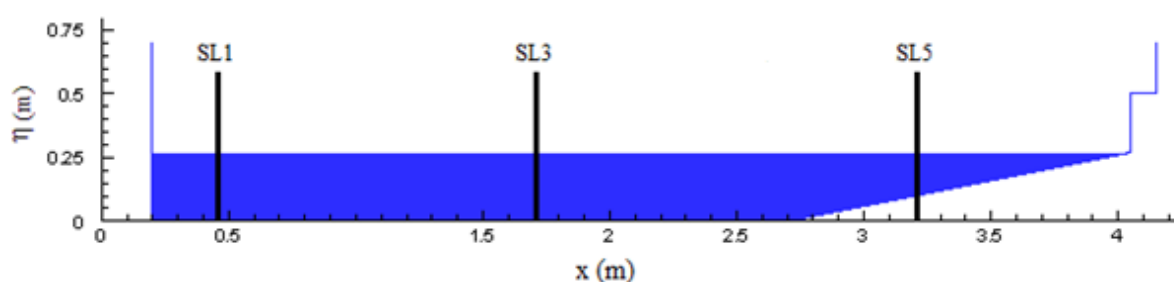


Figura 27 – Posição das sondas de elevação de superfície livre no canal numérico.

#### 4.2.3. Características das simulações para a praia com inclinação 11.3°, com parede vertical

O estudo para a geometria acima referida, consistiu na simulação numérica de cinco situações distintas do caso acima referido, fazendo variar parâmetros tais como a resolução das partículas, período, altura de onda, comprimento de onda e geração de ondas mono e bicromáticas.

Tabela 4 – Características das simulações para a praia com inclinação 11.3°, com parede vertical.

Simulação	Absorção Dinâmica	Correcção da deriva	Tipo de onda	Posição Inicial do Batedor (m)	Período (s)	Altura de Onda (m)	Comprimento de Onda (m)	Resolução (m)	Tempo de Simulação (s)
Praia Vertical 2	Sim	Não	Monocromática	0.2	1.3	0.12	1.8624	0.0052	45
Praia Vertical 3	Não	Não	Monocromática	0.2	1.3	0.12	1.8624	0.0052	45
Praia Vertical 4	Sim	Sim	Monocromática	0.2	1.3	0.12	1.8624	0.0052	45
Praia Vertical 5	Sim	Não	Bicromática	0.2	1.3 1.1	0.10 0.08	1.8624 1.5049	0.0052	45

A análise da influência da resolução na geração de uma onda monocromática, não foi realizada para esta nova configuração, uma vez que já tinha sido feita no caso anterior. Para este novo caso, a resolução adoptada é a mesma utilizada no caso anterior, uma vez que se provou que as perdas de elevação de superfície livre são pouco significativas com o aumento da resolução para a inclinação de rampa considera.

#### 4.2.4. Análise da influência da absorção dinâmica numa onda monocromática

Com o objectivo de corroborar a eficácia da absorção dinâmica do batedor no modelo numérico SPHyCE das ondas reflectidas monocromáticas, efectuou-se um novo estudo para a nova configuração da geometria ao nível das elevações de superfície livre, de forma a verificar se este continuaria a responder bem às novas solicitações impostas. As Figuras 28, 29 e 30 representam a comparação das elevações de superfície livre para dois casos distintos, Praia 2 e Praia 3, respectivamente para as sondas SL1, SL3 e SL5. Os parâmetros considerados para as simulações desta análise estão sintetizados na Tabela 4.

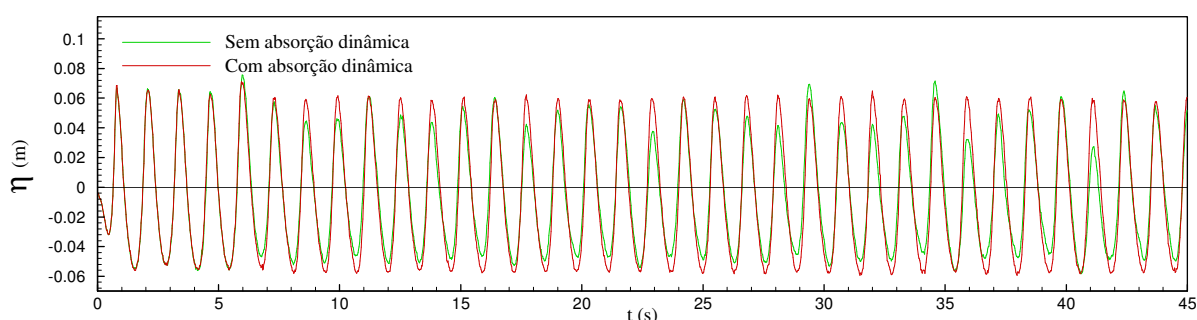


Figura 28 – Praia com inclinação de  $11.3^\circ$ , com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 ( $x=0.45$  m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática.

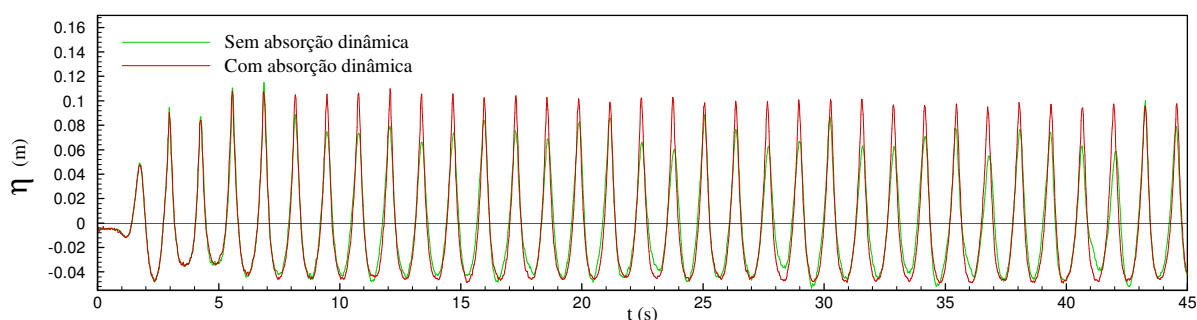


Figura 29 – Praia com inclinação de  $11.3^\circ$ , com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 ( $x=1.70$  m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática.

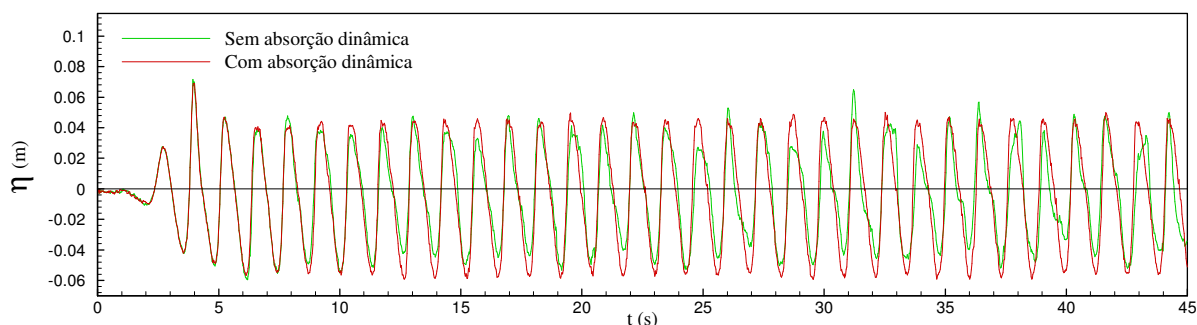


Figura 30 – Praia com inclinação de 11.3°, com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 ( $x=3.20$  m), com e sem absorção dinâmica numa onda monocromática.

Da análise das Figuras 28, 29 e 30, pode-se constatar que a introdução da absorção dinâmica do batedor no modelo numérico SPHyCE para absorver as ondas reflectidas na estrutura, funciona bastante bem, ainda que esta nova configuração introduza maior reflexão, uma vez que a elevação da superfície livre para o caso em que a absorção dinâmica está activa permanece praticamente constante ao longo do tempo, o que significa que o batedor absorve a maioria das ondas reflectidas na estrutura, ao invés do caso em que não existe absorção dinâmica, cuja elevação da superfície livre sofre alterações ao longo do tempo, fruto da reflexão das ondas que origina redução de altura.

#### 4.2.5. Análise da influência da correcção da deriva do batedor numa onda monocromática

À semelhança do estudo da correcção da deriva do batedor no caso da praia de pouca inclinação sem parede vertical, o estudo para este caso foi também realizado com o objectivo de verificar se a introdução da correcção da deriva do batedor no modelo SPHyCE não contribuiria para uma perda significativa de altura de superfície livre. Desta forma correu-se o modelo numérico para dois casos distintos, o primeiro sem correcção da deriva (Praia 2) e o segundo com correcção da deriva (Praia 4). As Figuras 31, 32 e 33, representam a comparação acima referida, respectivamente para as sondas SL1, SL3 e SL5. Na Tabela 4, é possível verificar os parâmetros utilizados nas duas simulações.

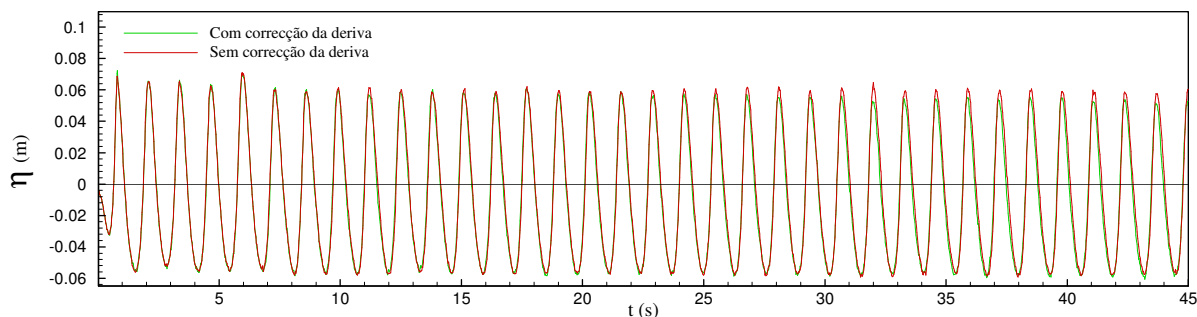


Figura 31 – Praia com inclinação de 11.3°, com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 ( $x=0.45$  m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática.

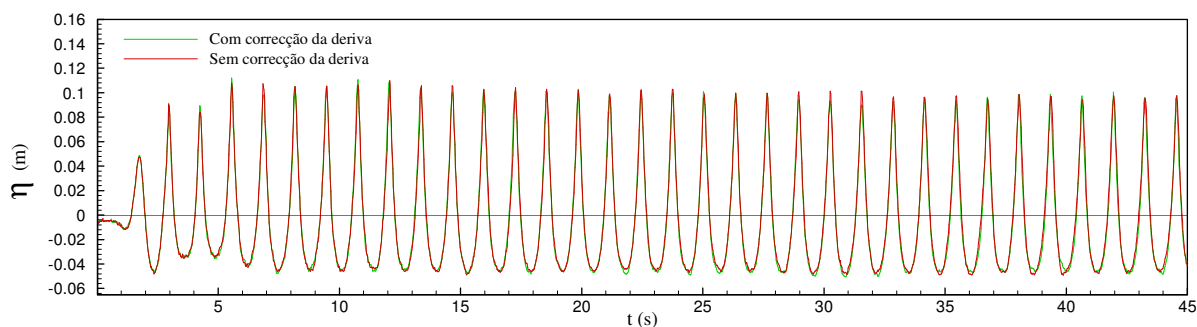


Figura 32 – Praia com inclinação de  $11.3^\circ$ , com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 ( $x=1.70$  m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática.

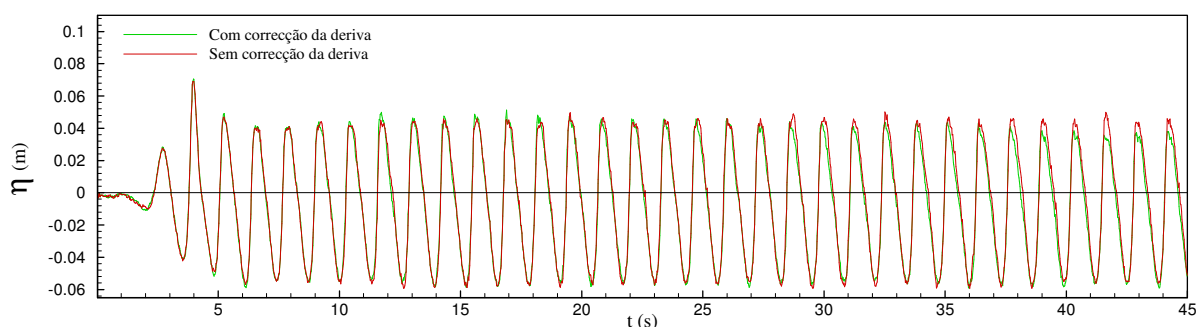


Figura 33 – Praia com inclinação de  $11.3^\circ$ , com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 ( $x=3.20$  m), com e sem correcção da deriva do batedor numa onda monocromática.

A análise das Figuras 31, 32 e 33 mostra que as diferenças entre a altura de elevação de superfície livre obtida com e sem correcção da deriva do batedor são pouco significativas. No entanto, pode se observar uma pequena diferença na elevação de superfície livre na sonda SL5, no intervalo de tempo entre 35s-45s. A solução com a correcção de deriva de batedor apresenta uma elevação de superfície livre um pouco inferior à solução sem correcção da deriva.

#### 4.2.6. Análise da influência da absorção dinâmica numa onda bicromática

Com o objectivo de analisar a influência da absorção dinâmica na geração de ondas bicromáticas numa configuração onde a reflexão das ondas na estrutura é mais acentuada (presença de parede vertical), efectuou-se um estudo a fim de verificar as alterações ao nível da altura de elevação de superfície livre. As Figuras 34, 35 e 36, representam essa mesma comparação, para o caso em que foi apenas utilizada uma frequência fundamental na geração das ondas (Praia 2) e para o caso em que foram consideradas duas frequências fundamentais (Praia 5), respectivamente para as sondas SL1, SL3 e SL5. Na Tabela 4, podem ser consultadas as frequências utilizadas e os restantes parâmetros de cada simulação numérica.



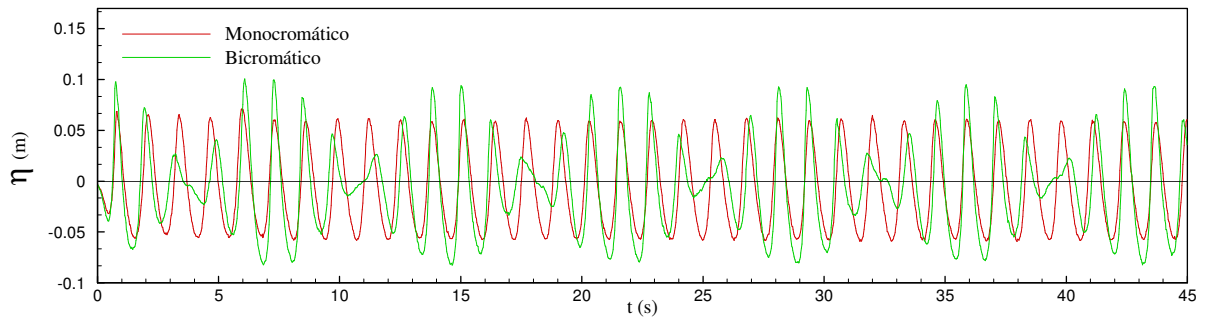


Figura 34 – Praia com inclinação de  $11.3^\circ$ , com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL1 ( $x=0.45$  m), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática.

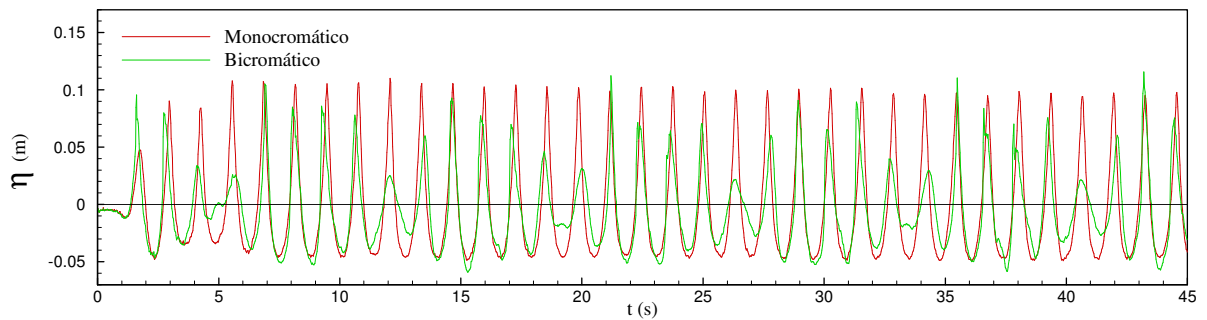


Figura 35 – Praia com inclinação de  $11.3^\circ$ , com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL3 ( $x=1.70$  m), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática.

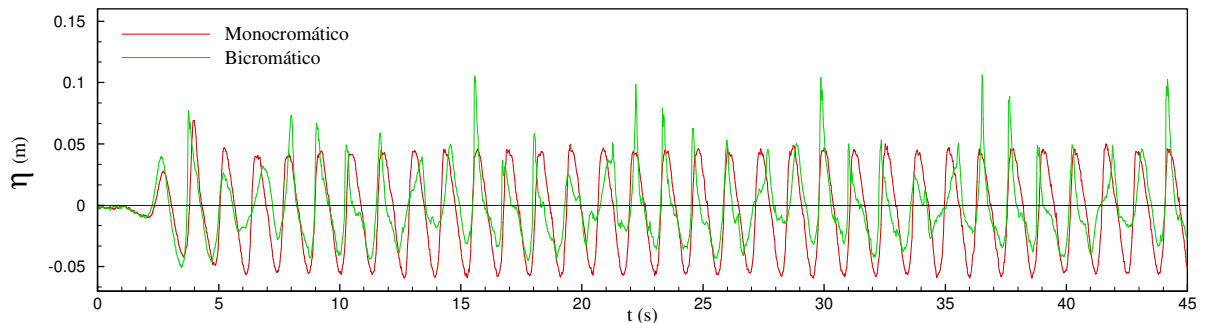


Figura 36 – Praia com inclinação de  $11.3^\circ$ , com parede vertical. Série temporal da elevação de superfície livre para a sonda SL5 ( $x=3.20$  m), com absorção dinâmica numa onda monocromática e numa onda bicromática.

À semelhança do caso anterior, nas Figuras 34, 35 e 36, observa-se nitidamente que existe uma grande diferença na elevação de superfície livre entre os casos Praia 2 e Praia 5, devido à segunda frequência no caso Praia 5, consequência da geração de onda bicromática. Verifica-se a existência de um padrão periódico na elevação de superfície livre da onda bicromática, correspondendo ao envelope determinado pelos dois períodos. Desta forma corrobora-se aquilo que anteriormente foi dito. A presente comparação permite também confirmar que o modelo numérico é adequado quer para geração de ondas bicromáticas, quer para absorção dinâmica destas ondas quando a reflexão das ondas é importante.



#### 4.2.7. Posição do batedor ao longo do tempo

As Figuras 37, 38 e 39, representam a comparação da posição do batedor para os casos de análise da influência da absorção dinâmica numa onda monocromática, correcção da deriva do batedor para onda monocromática e absorção dinâmica numa onda bicromática, respectivamente.

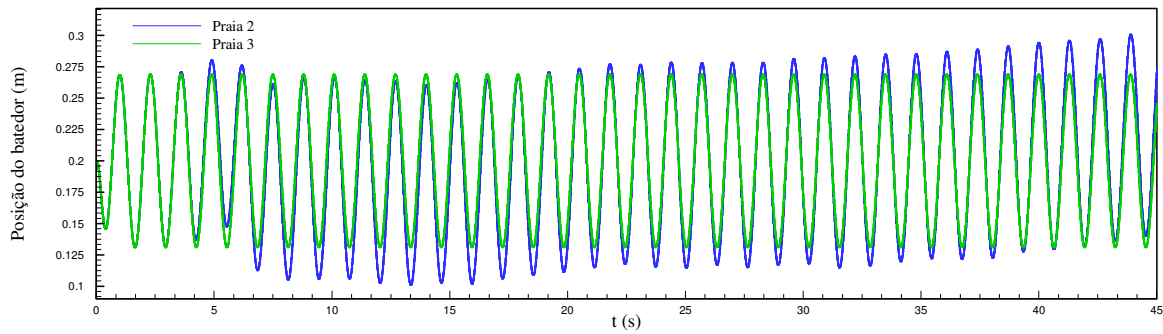


Figura 37 – Praia com inclinação de  $11.3^\circ$ , com parede vertical. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 3) - Influência da absorção dinâmica numa onda monocromática.

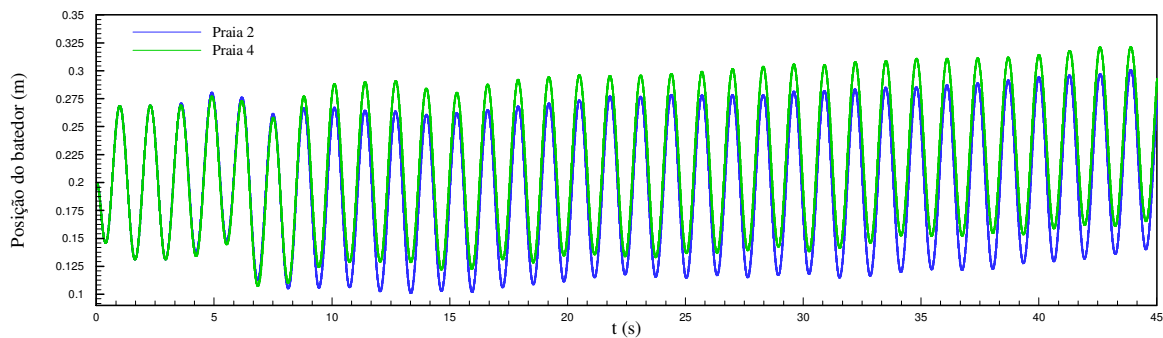


Figura 38 – Praia com inclinação de  $11.3^\circ$ , com parede vertical. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 4) – Influência da correcção da deriva do batedor numa onda monocromática.

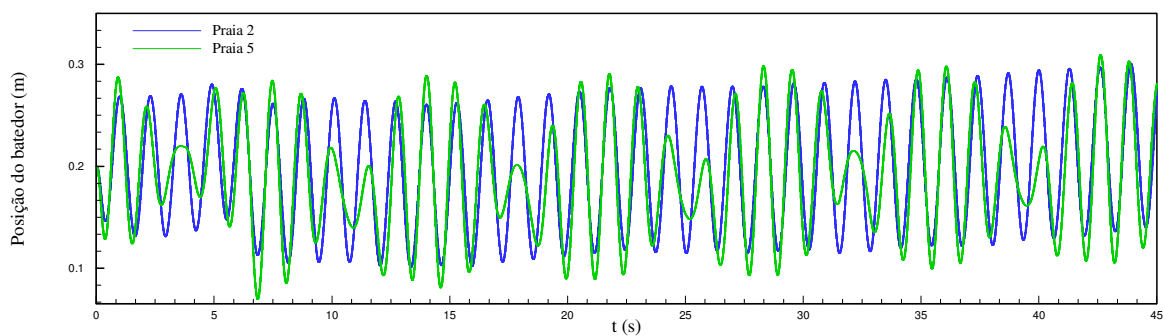


Figura 39 – Praia com inclinação de  $11.3^\circ$ , com parede vertical. Comparação da posição do batedor (Casos Praia 2 e Praia 5) – Influência da absorção dinâmica numa onda bicromática.

Na Figura 37, verifica-se que a posição média do batedor difere entre o caso Praia 2 e Praia 3. Esta diferença é explicada pela maior reflexão que este caso oferece, induzindo uma maior oscilação do movimento do batedor em torno da sua posição inicial.

Na Figura 38, observa-se a existência de diferenças significativas na posição média do batedor entre o caso Praia 2 e Praia 4. Assumindo a inexistência de correcção da deriva do batedor no caso Praia 2, conclui-se que a correcção da deriva do batedor em situações de maior reflexão, resulta bastante bem, uma vez que se observa que a oscilação da posição do batedor em torno da sua posição inicial é menor, Praia 4.

Na Figura 39, observa-se que a posição média do batedor oscila ao longo do tempo conforme o envelope da elevação da superfície livre identificada na secção anterior. Situação que está directamente relacionada com a geração das ondas bicromáticas, para as quais a amplitude do movimento do batedor se adapta à amplitude da onda a ser gerada (conforme o período respectivo das duas ondas). Não obstante, a posição média do batedor, considerando quer os envelopes, quer toda a série temporal, é relativamente constante.

## 5. Modelação do galgamento do quebra-mar de taludes do Porto de Pesca de Albufeira

### 5.1. Metodologia de acoplamento entre os modelos numéricos FLUINCO e SPHyCE

O presente método de acoplamento passivo foi desenvolvido para ondas incidentes regulares. As Figuras 40, 41 e 42 apresentam um esquema do domínio simulado e os dois domínios numéricos que correspondem à aplicação de cada código, respectivamente.

O método de acoplamento consiste em quatro passos:

- a) A propagação da onda é modelada recorrendo ao FLUINCO, considerando o canal sem o quebra-mar, como mostrado na Figura 41, de modo a obter a série temporal de elevação da superfície livre das ondas incidentes na secção de acoplamento, sem a onda reflectida. Uma praia numérica de absorção é utilizada para efectuar a atenuação no fim do canal para assegurar a total dissipação da onda incidente e para prevenir a reflexão da mesma;
- b) A análise espectral da série temporal da elevação da superfície livre na secção de acoplamento foi realizada utilizando a Transformada Discreta de Fourier (DFT), permitindo definir as principais frequências da onda incidente assim como a amplitude relativa  $A^{(n)}$  e a fase  $\theta^{(n)}$  das frequências fundamentais e respectivas harmónicas;
- c) Considerando a profundidade de água junto ao batedor, no domínio SPH (Figura 42), a amplitude do movimento do batedor,  $A_b^{(n)}$ , foi calculada a partir da amplitude da onda  $A^{(n)}$ , e de cada frequência  $f^{(n)}$ . O movimento do batedor foi definido como sendo o somatório das contribuições de cada frequência relevante (Eq. 3.17). A elevação de superfície livre da onda teórica gerada no batedor é composta pelo somatório das frequências relevantes (Eq. 3.19);
- d) Estas características de onda são reproduzidas no modelo numérico SPH pelo movimento do batedor do tipo pistão, que inclui a absorção de ondas reflectidas para a modelação da interacção entre a onda incidente e o quebra-mar. O modelo numérico SPHyCE, Figura 42, tem um domínio computacional menor, sendo a distância entre o batedor e o quebra-mar menor que um comprimento de onda.

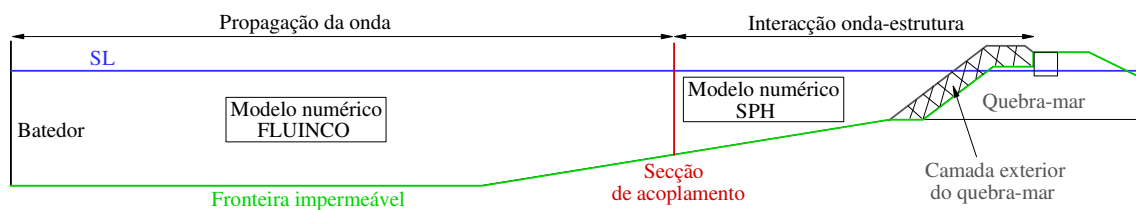


Figura 40 – Domínio completo e respectivo domínio de aplicação de cada modelo.

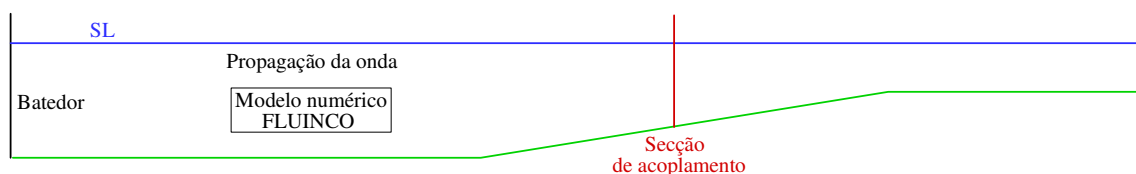


Figura 41 – Domínio de propagação do modelo FLUINCO no canal numérico.

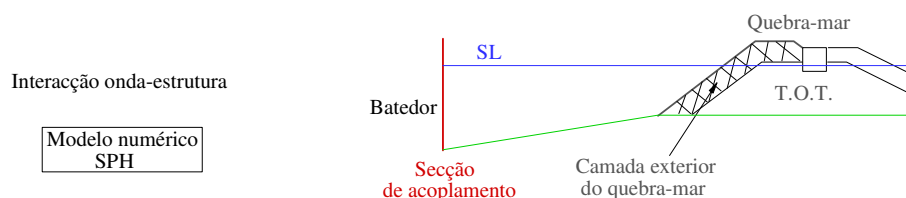


Figura 42 – Domínio de propagação do modelo SPHyCE no canal numérico.

A metodologia de acoplamento pode também ser aplicada entre os dados experimentais obtidos em modelo físico e o modelo numérico SPHyCE. A partir das séries temporais de elevação de superfície livre numa secção do canal, a metodologia de acoplamento permite impor a mesma onda incidente. No entanto, a onda incidente, sem reflexão, é necessária, e é preciso realizar ensaios no canal sem a presença do quebra-mar.

## 5.2. Modelação física do Quebra-mar Poente do Porto de Pesca de Albufeira

Os ensaios experimentais da propagação de onda e interacção com o quebra-mar de Albufeira foram realizados num canal de ondas (COI1) do Laboratório Nacional de Engenharia Civil (LNEC), à escala de 1:30. O canal de ondas apresenta um comprimento total de 49.4 m, uma largura constante de 1.6 m e uma altura de 1.2 m. Experimentalmente foi construído o fundo representativo da aproximação à secção estudada do quebra-mar Oeste do Porto de Albufeira, Figura 43, caracterizado por uma zona horizontal de 23.04 m e uma rampa de 13.96 m com declive 2.1% até à estrutura. O pé do quebra-mar ficou localizado a 37.0 m do gerador de ondas, constituído por um batedor do tipo pistão. A profundidade de água junto ao batedor foi mantida constante e igual a 0.51 m, o que corresponde a

0.217 m no pé da estrutura, representando, no protótipo, um nível de maré de +3.5 m (ZH). A Figura 43, mostra o perfil longitudinal do canal ao longo de todo o seu comprimento.

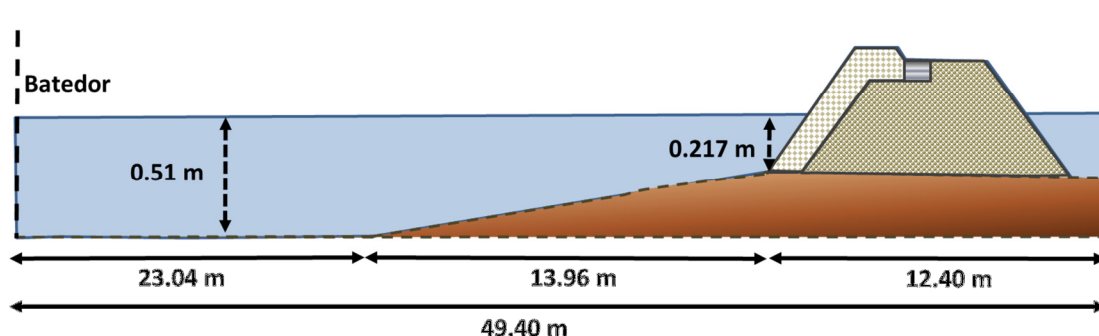


Figura 43 – Perfil esquemático do canal de ondas dos ensaios experimentais (escala 1:30).

A estrutura modelada no canal, representativa de uma secção do quebra-mar Oeste do Porto de Pesca de Albufeira, é composta por um manto de enrocamento com declive de 1.6:3 e com uma cota de coroamento +7.0 m (ZH) e fundeada a -3.5 m (ZH). Na zona central do quebra-mar existe um passadiço de betão impermeável com 3.0 m de largura, cujo coroamento se encontra a +6.5 m (ZH) e fundeada a +4.0 m (ZH). O manto exterior é composto por duas camadas de blocos de 90 a 120 kN e apresenta um elevado nível de arrumação dos blocos, produzindo uma camada pouco porosa. A Figura 44, mostra o perfil transversal da secção modelada e da estrutura no canal de ondas.

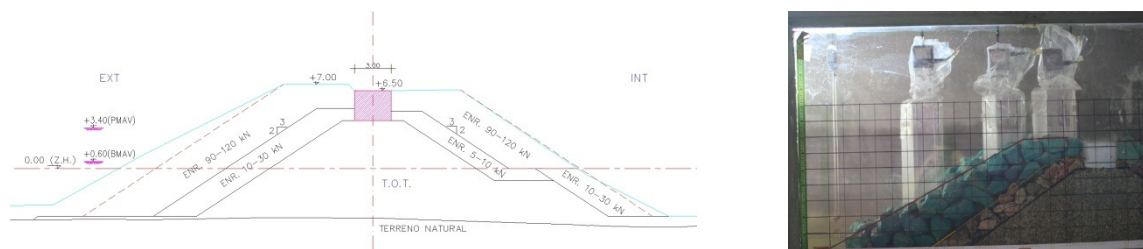


Figura 44 – Vista transversal da secção do quebra-mar em estudo e da estrutura no canal de ondas.

Nos ensaios foram testadas ondas regulares para um nível de maré +3.5 m de (ZH), variando a altura de onda ( $H$ ) e o período ( $T$ ). Foram colocadas, ao longo do canal, 10 sondas resistivas para medir a elevação da superfície livre em 10 posições distintas, tanto a barlamar da estrutura como no interior da estrutura e no seu coroamento (Figura 45).

A Tabela 5, indica a posição, no canal, das sondas de elevação de superfície livre G2 a G11, considerando o referencial  $Ox_z$  no pé da estrutura (Figura 45). A sonda G2, localizada no início da rampa, foi colocada com a função de controlar a onda que era gerada pelo batedor. As sondas G3 a G7 permitiram obter as séries temporais da elevação da superfície livre a barlamar da estrutura, sendo G5 a sonda que na modelação numérica foi considerada a secção de acoplamento. Na sonda G8 até à sonda G10, inseridas no interior da estrutura, foram medidos os valores de nível de água no interior da

estrutura porosa. Por fim a sonda G11 foi colocada no coroamento da estrutura, numa zona impermeável, para a medição do nível de água que passa sobre o passadiço central do quebra-mar. O volume galgado foi também medido através de uma sonda de nível colocada num reservatório que capta o volume de água galgada.

Tabela 5 – Posição das sondas ao longo do canal.

Sonda	G2	G3	G4	G5	G6	G7	G8	G9	G10	G11
Posição (m)	-13.96	-3.79	-2.53	-2.03	-1.23	-0.055	0.297	0.56	0.745	0.875

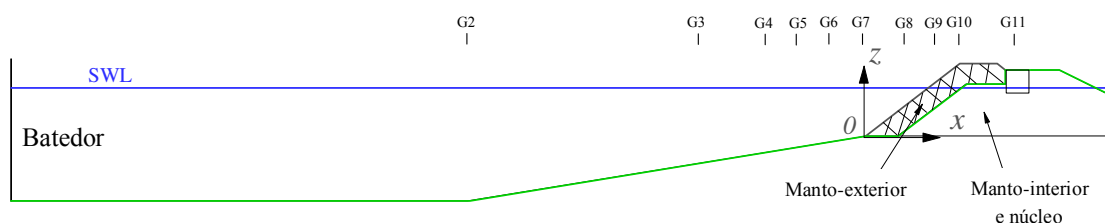


Figura 45 – Perfil do canal e do quebra-mar dos ensaios experimentais – Posição das sondas.

A Figura 46, mostra dois instantes da interacção da onda com a estrutura nos ensaios experimentais, para  $T=12$  s e  $H=2.5$  m, correspondentes aos máximos de refluxo (*run-down*) e espreamento (*run-up*). Na Figura 46, são visíveis as 3 sondas que foram colocadas no interior da estrutura para verificar os níveis de água (sondas G8, G9 e G10).

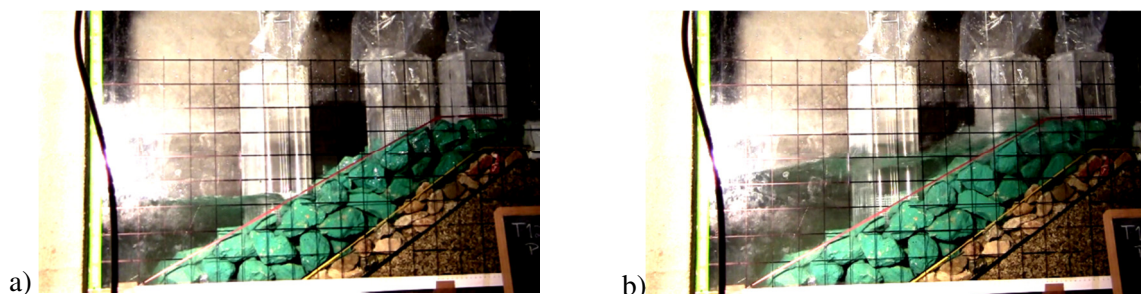


Figura 46 – Dois instantes representativos da interacção de uma onda regular ( $T=12$  s e  $H=2.5$  m) com a estrutura modelada: (a) refluxo (*run-down*); (b) espreamento (*run-up*).

### 5.3. Modelação numérica do quebra-mar Poente do Porto de Pesca de Albufeira

A simulação numérica foi realizada para uma onda incidente regular com um período de 12 s, uma altura de onda de 2.5 m e um nível de água de +3.5 m (ZH), que correspondem a um período de onda de 2.191 s, altura de 0.083 m e a um nível de água de 0.112 m para o modelo à escala de 1:30. A profundidade de água no batedor é de 0.51 m e 0.217 m no pé do quebra-mar (posição do referencial  $Oxz$ ).

Assim, foram inicialmente realizados testes experimentais, sem a presença do quebra-mar, com vista à obtenção das séries temporais da elevação de superfície livre das ondas incidentes em várias secções do canal, perto da rampa, i.e. perto da posição do batedor. No entanto, a praia dissipativa no fim do canal não foi desenhada para a característica específica das ondas testadas, sendo a reflexão das ondas importante. Deste modo a série temporal não pode ser usada para definir as características da onda incidente perto do quebra-mar. Uma alternativa para a modelação física, consiste em utilizar o código FLUINCO para modelar a propagação de ondas no canal, sem a presença do quebra-mar, para que deste modo se consiga obter as séries temporais de elevação de superfície livre e das características das ondas incidentes na secção sem as ondas reflectidas.

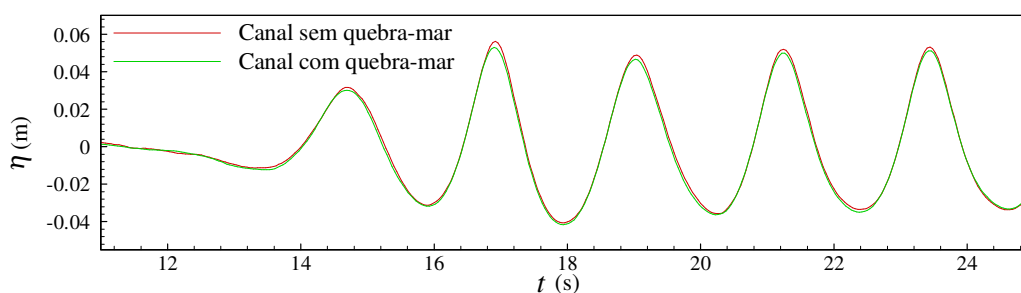


Figura 47 – Modelação física: Comparação da onda incidente na sonda G2 com e sem a presença do quebra-mar.

O canal numérico utilizado pelo FLUINCO tem 96 m de comprimento e uma malha regular, com 122.877 nós e 239.680 elementos triangulares. O tamanho do elemento, que varia de 0.052 m a 0.007 m, diminui a partir das extremidades da região perto do fim da rampa e a partir do meio da profundidade até à superfície livre. As condições iniciais utilizadas foram: velocidade nula em todos os domínios e pressão hidrostática. O passo de tempo foi de 0.0002 s, que satisfaz as condições de Courant-Friedrichs-Lewy. O canal tem um comprimento de 96 m para poder realizar a absorção da onda através de uma praia de absorção numérica.

A Figura 48, apresenta a elevação de superfície livre na sonda G2 obtida pelo FLUINCO e por outro modelo RANS, o FLUENT, que utiliza o método VOF para modelar a superfície livre.

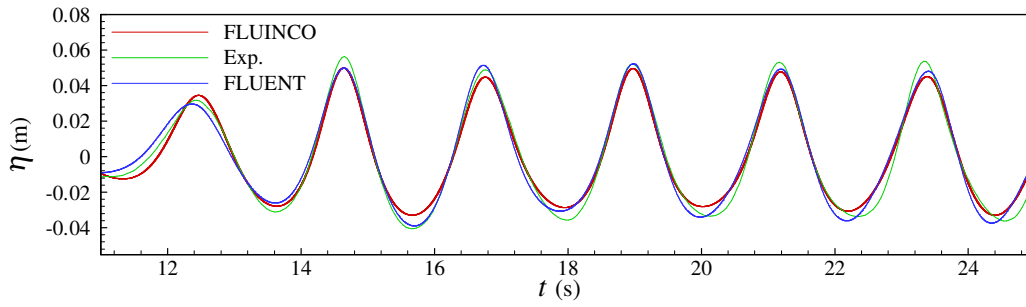


Figura 48 – Resultados numéricos e experimentais da elevação da superfície livre na sonda G2 sem a presença do quebra-mar.

Os dois modelos numéricos permitem modelar com precisão o movimento da elevação da superfície livre.

De modo a poder avaliar a diferença entre os resultados numéricos e experimentais, efectuou-se uma análise estatística de modo a poder comparar as séries temporais de elevação de superfície livre (Willmott et al., 1985).

O erro médio *bias* é dado pela equação:

$$bias = \frac{\sum_{i=1}^l (y_i - x_i)}{n} \quad (5.3)$$

*rmse* é a raiz do erro quadrático médio, calculado da forma:

$$rmse = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^l (y_i - x_i)^2}{n}} \quad (5.4)$$

O índice de concordância, *ic*, é expresso como se segue:

$$ic = 1 - \frac{\sum_{i=1}^l |y_i - x_i|}{\sum_{i=1}^l (|y_i - \bar{x}| + |x_i - \bar{x}|)^2} \quad (5.5)$$

Nas equações (5.3) a (5.5),  $x_i$  são os valores experimentais (referência),  $y_i$  são os valores dos modelos numéricos,  $\bar{x}$  é a média do valor experimental e  $l$  é o número de pontos. O índice de concordância *ic* varia de zero a um, sendo que quanto maior é o valor, maior é a concordância dos valores numéricos com os experimentais. O parâmetro *bias* quantifica o afastamento dos resultados dos modelos em relação aos de referência, sendo que valores positivos indicam que, na média, os valores numéricos foram maiores que os de referência e no caso de valores negativos ocorre o contrário.

A Tabela 6 apresenta os valores estatísticos, *bias*, *rmse* e *ic*, obtidos comparando os valores numéricos com os dados experimentais e permitindo confirmar que ambos os modelos FLUINCO e FLUENT, ainda que com uma pequena sobrestimação, estimam globalmente com precisão a elevação da superfície livre, uma vez que o *ic* é maior do que 99%.



Tabela 6 – Dados estatísticos comparando os resultados numéricos com os experimentais na sonda G2.

	<i>bias</i>	<i>rmse</i>	<i>ic</i>
FLUINCO	$3.21 \times 10^{-4}$	$4.41 \times 10^{-3}$	99.46
FLUENT	$4.65 \times 10^{-4}$	$4.48 \times 10^{-3}$	99.39

A Figura 49, apresenta um detalhe da propagação da onda no canal, modelada pelo FLUINCO.

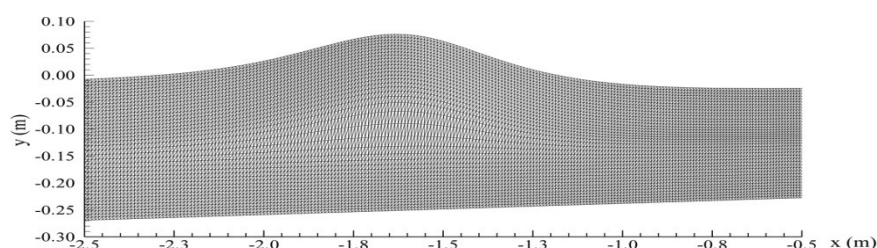


Figura 49 – Malha de superfície livre no FLUINCO perto do fim da rampa de baixo declive.

A análise espectral das séries temporais de elevação de superfície livre na sonda G5, obtidas pelo FLUINCO, permitiu definir a amplitude, a fase fundamental e as respectivas harmônicas relevantes, Tabela 7. A partir destes valores, foi calculada a amplitude do movimento do batedor para cada frequência, Tabela 7, considerando a profundidade de água junto do batedor,  $d=0.2596$  m, na secção da sonda G5.

Tabela 7 – Componentes fundamentais e harmônicas na secção de acoplamento G5, amplitude do batedor, altura de onda e comprimento de onda para os componentes fundamentais da harmónica na secção de acoplamento G5.

Secção de acoplamento G5			Batedor e secção de acoplamento G5			
Frequência, $f^{(n)}$ , (Hz)	Amplitude, $A^{(n)}$ , (m)	Fase, $\theta^{(n)}$ , (rad)	$f^{(n)}$ (Hz)	$A_b$ (m)	$H^{(n)}$ (m)	$L^{(n)}$ (m)
0.4564	0.0403	0.3795	0.4564	0.0834	0.0806	3.369
0.9128	0.0173	5.9375	0.9128	0.0163	0.0345	1.496
1.3692	0.0072	5.0650	1.3692	0.0043	0.0144	0.805
1.8257	0.0058	4.1765	1.8257	0.0015	0.0058	0.467

A Figura 50 apresenta o domínio computacional utilizado no SPHyCE. O batedor com absorção dinâmica foi colocado na secção G5 do canal. A metodologia de acoplamento, conjuntamente com a absorção dinâmica, permite reduzir significativamente a extensão do domínio computacional, assim como o tempo de computação. No modelo SPHyCE, apenas a camada principal de enrocamento do quebra-mar foi considerada e os blocos de enrocamento foram modelados por blocos rectangulares,

localizados acima do limite impermeável. A resolução utilizada foi de  $d_o=0.0022$  m (volume  $4.85 \times 10^{-6}$  m<sup>3</sup>/m), correspondente a um total de  $N=131503$  partículas. O tempo de simulação foi de 15 s com um passo de tempo de  $1.7 \times 10^{-5}$  s.

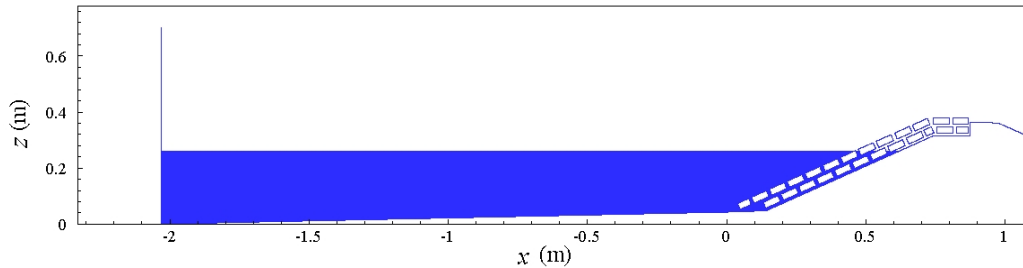


Figura 50 – Domínio computacional do modelo SPHyCE: comprimento total do canal e detalhe do quebra-mar.

A Figura 51 apresenta a elevação da superfície livre da sonda G6 à sonda G10. Antes do quebra-mar, o modelo SPHyCE subestima ligeiramente a elevação da superfície livre na sonda G6, Figura 51a, mas na sonda G7, Figura 51b, os resultados numéricos estão em boa concordância com os dados obtidos experimentalmente.

Acima do quebra-mar, o nível de água e a elevação dentro da camada de enrocamento foi bem estimada na sonda G8. No entanto, a discrepância aumenta na sonda G9 e G10, particularmente para a elevação de água no interior da camada de enrocamento, uma vez que as camadas porosas internas não são modeladas no modelo SPHyCE. Não obstante, as tendências gerais são semelhantes entre o método numérico e o método experimental para o nível de água acima da camada de enrocamento.

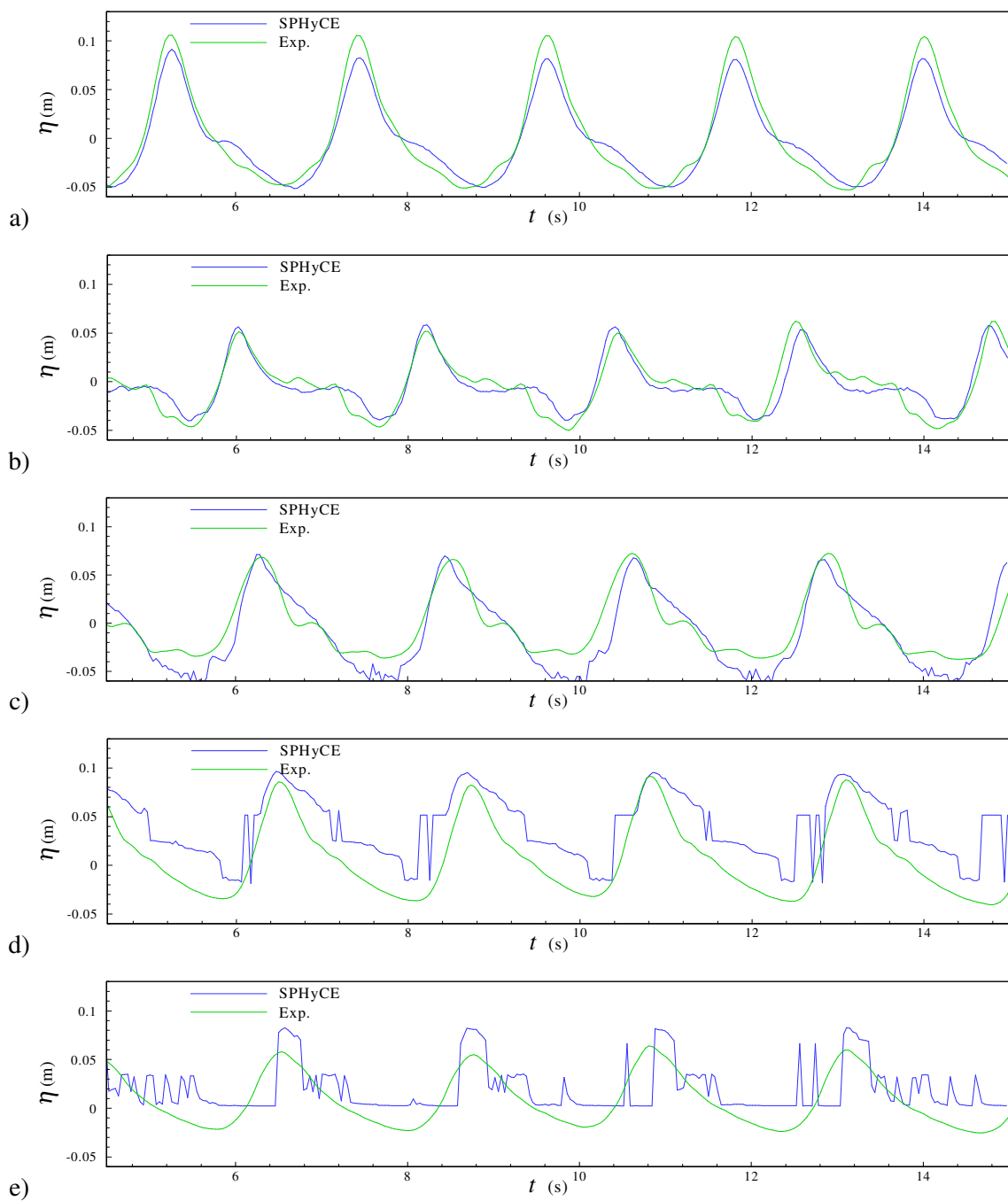


Figura 51 – Comparação da elevação de superfície livre entre os resultados experimentais e os dados do modelo SPHyCE nas sondas G6 (a), G7 (b), G8 (c), G9 (d) e G10 (e).

Pôde-se observar durante os ensaios experimentais que não há galgamento para a configuração de onda aqui apresentada. O espraçamento máximo (Figura 46b) não chega ao fim do coroamento. Porém, na simulação numérica ocorre um pequeno galgamento, sendo o caudal médio galgado de  $1.11 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$  (por metro de estrutura). Esta discrepância deve-se, possivelmente à influência da camada porosa subjacente. O nível de água acima da camada de enrocamento, Figura 51e, obtida com o SPHyCE é significativamente maior do que a experimental, o que explica a diferença no volume de galgamento.

Além disso, o modelo SPHyCE não modela a rugosidade dos blocos da camada porosa, reduzindo o atrito da água sobre os blocos.

As diferenças observadas podem também ser devidas a uma falta de resolução. Para a frequência fundamental, a resolução é de cerca de 35-40 partículas por altura de onda e permite modelar correctamente a propagação de ondas (Didier et al., 2013). Para as componentes harmónicas da onda, a resolução é de apenas 17 partículas para a 1ª harmónica e de 7 e 3 partículas para a 2ª e 3ª harmónica. A resolução no meio poroso pode também não ser suficiente para assegurar um escoamento correcto.

## 6. Conclusões

A presente dissertação permitiu estudar e analisar o desempenho do modelo numérico SPHyCE na aplicação da absorção activa do batedor, para absorver as ondas reflectidas no canal numérico. O estudo consistiu na análise de dois casos distintos: uma praia de declive pequeno, induzindo pouco reflexão, e a mesma praia com uma estrutura vertical no fim, sendo maior a intensidade da reflexão. Nos dois casos, a absorção dinâmica mostrou-se eficaz para ondas monocromáticas, quer para ondas bicromáticas, como se pode verificar nas análises efectuadas no Capítulo 4. Numa primeira análise de sensibilidade à resolução, verificou-se que a adopção de uma resolução mais fina não teve influência significativa nos resultados obtidos.

Procedeu-se também à correcção da deriva do batedor, cuja finalidade é de corrigir a posição média do batedor ao longo do tempo, uma vez que este, com as sucessivas correcções de posição devido à absorção activa, afastava-se da sua posição inicial. Esta análise foi também realizada para os dois casos, a praia com declive pequeno e a praia com estrutura vertical. Verificou-se que a introdução desta função permite manter a posição média do batedor na sua posição inicial, corrigindo a sua deriva, sem perturbar a elevação da superfície livre e a altura de onda incidente.

Na presente dissertação foi também estudada a metodologia de acoplamento passiva entre os modelos numéricos FLUINCO e SPHyCE. A aplicação desta metodologia teve como principal finalidade contornar as limitações ao nível da extensão do domínio computacional do modelo SPHyCE, efectuando a propagação da onda a partir do modelo FLUINCO e modelando, posteriormente, a interacção onda-estrutura com o modelo SPHyCE.

A aplicação deste método à interacção entre uma onda incidente regular e um quebra-mar de talude foi bem sucedida, uma vez que os resultados numéricos se encontram em boa concordância com os dados obtidos experimentalmente no canal de onda à escala 1:30. A comparação dos resultados numéricos, obtidos utilizando a técnica de acoplamento, com os dados de ensaios em modelo físico, permitiu verificar que o desempenho do modelo numérico é consistente: a elevação de superfície livre é bem estimada, quer a barlar quer no meio poroso do quebra-mar, onde um galgamento pequeno é previsto pelo modelo, mas não se observa nos ensaios em modelo físico, o que pode ser simplesmente atribuída às pequenas diferenças da estrutura do meio poroso dos modelos numérico e experimental.

A técnica de acoplamento permite efectuar um estudo mais alargado no que concerne à dimensão do domínio computacional, ou seja, permite efectuar a modelação do largo até às estruturas costeiras, recorrendo à utilização de dois modelos numéricos distintos, onde cada um modela uma zona específica, em função das suas características, com o intuito de reduzir o tempo computacional e garantir a maior precisão dos resultados.



## Referências

- Batchelor, G.K., 1974, *An Introduction to Fluid Dynamics*. 635 p., Cambridge University.
- Capitão, R.J.P., 2001, *Modelação Estocástica Numérica e Física da Agitação Marítima*, *Dissertação de Doutoramento*. Instituto Superior Técnico, Portugal.
- Carvalho, M.M., 1990, *Sea wave simulation*. Memória LNEC – Hidráulica, 748.
- Crespo, A.J.C., 2008, *Application of the Smoothed Particle Hydrodynamics model SPHysics to free-surface hydrodynamics*. 158 p., *Dissertação de doutoramento*, Universidade de Vigo, Vigo, Espanha.
- Crespo, A.J.C., Gómez-Gesteira, M., Dalrymple, R.A., 2008, *Modeling dam break behavior over a wet bed by a SPH technique*. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol. 134, No 6, pp. 313-320. [http://dx.doi.org/10.1061/ASCE\\_0733-950X\\_2008\\_134:6\\_313](http://dx.doi.org/10.1061/ASCE_0733-950X_2008_134:6_313)
- Dalrymple, R.A., Rogers, B.D., 2006, *Numerical modeling of water waves with the SPH method*. *Coastal Engineering*, Vol. 53, No 2-3, pp. 141-147. <http://dx.doi.org/10.1061/j.coastaleng.2005.10.004>
- Dean, R.G., Dalrymple, R.A., 1984, *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*. World Scientific, USA.
- Dean, R.G., Dalrymple, R.A., 1991, *Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists*. World Scientific, Singapore.
- Didier, E., Ferreira, O., Matias, A., Neves, M.G., Reis, M.T., Pacheco, A., 2011a, *Desenvolvimento e validação de um modelo Smoothed Particle Hydrodynamics para aplicação a estruturas costeiras*. *Proc. 7<sup>as</sup> Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária*, AIPCN, Lisboa, Portugal.
- Didier, E., Martins, R., Neves, D., Neves, M.G., 2012a, *Modelação física e numérica da interação entre uma onda regular e um quebra-mar vertical*. *Proc. IV Conferência Nacional em Mecânica dos Fluidos, Termodinâmica e Energia*, pp. 77 (10 p. CDRom), Lisboa, Portugal.
- Didier, E., Martins, R., Neves, M.G., 2011b, *Validação e aplicação de um modelo numérico SPH para o cálculo de forças num quebra-mar misto*. *Proc. 7<sup>as</sup> Jornadas Portuguesas de Engenharia Costeira e Portuária*, Porto, Portugal.
- Didier, E., Neves, M.G., 2008a, *Numerical modeling of wave interaction with an impermeable seawall using a SPH Model*. *Mediterranean Days of Coastal and Port Engineering*, Palermo, Italy.
- Didier, E., Neves, M.G., 2008b, *Studies of wave-structure interaction using a numerical Lagrangian model*, *Recursos Hídricos, Associação Portuguesa dos Recursos Hídricos*, Vol. 29, No 2, pp. 15-26.
- Didier, E., Neves, M.G., 2008c, *Wave overtopping on an impermeable seawall structure*. *SPHERIC newsletter*, December 2008.
- Didier, E., Neves, M.G., 2010, *A Lagrangian Smoothed Particle Hydrodynamics – SPH – method for modelling waves-costal structure interaction*. *Proc. V European Conference on Computational Fluid Dynamics, ECCOMAS CFD 2010*, pp. 30 (15 p. CDRom), Lisbon, Portugal.
- Didier, E., Neves, M.G., 2012, *A semi-infinite numerical wave flume using Smoothed Particle Hydrodynamics*. *International Journal of Offshore and Polar Engineering – IJOPE*, Vol. 22, No 3, pp. 193-199.

Didier, E., Neves, M.G., Reis, M.T., 2012b, *Determinação do caudal galgado numa estrutura porosa utilizando um modelo Smoothed Particle Hydrodynamics*. Proc. 2<sup>as</sup> Jornadas de Engenharia Hidrográfica, pp. 127-130, Lisboa, Portugal.

Didier, E., Neves, D.R.C.B., Teixeira, P.R.F., Neves, M.G., Soares, H., Viegas, M., 2013, *Coupling of FLUINCO mesh-based and SPH mesh-free numerical codes for the modelling of wave overtopping over a porous breakwater*. Proc. 6th SCACR – International Short Course/Conference on Applied Coastal Research, Lisbon, Portugal, (10 p. CDRom).

Gingold, R.A., Monaghan, J.J., 1977, *Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 181, pp. 375-389.

Gómez-Gesteira, M., Rogers, B.D., Dalrymple, R.A., Crespo, A.J.C., 2010, *State-of-the-art of classical SPH for free-surface flows*. Journal of Hydraulic Research, Vol. 48 Extra Issue, pp. 6-27. <http://dx.doi.org/10.3826/jhr.2010.0012>.

Gómez-Gesteira, M., Rogers, B.D., Dalrymple, R.A., Crespo, A.J.C., Narayanaswamy, M., 2008, *User Guide for the SPHysics Code v1.4*. <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>.

Gotoh, H., Shibahara, T., Sakai, T., 2001, *Sub-particle scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering*. Computational Fluid Dynamics Journal, Vol. 9, No 4, pp. 339-347.

Hedges, T.S., Reis, M.T., 1998, *Random wave overtopping of simple seawalls: A new regression model*. Proc. Inst. Civ. Eng., Water, Maritime and Energ., Vol. 130, No 1, pp. 1-10.

Hedges, T.S., Reis, M.T., 2004, *Accounting for random wave run-up in overtopping predictions*. Proc. Inst. Civ. Eng., Maritime Eng., Vol. 157, No 3, pp. 113-122.

Johnson, G., Stryk, R., Beissel, S., 1996, *SPH for high velocity impact calculations*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 139, No 1-4, pp. 347-373. [http://dx.doi.org/10.1016/S0045-7825\(96\)01089-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0045-7825(96)01089-4).

Koshizuka, S., Tamako, H., Oka, Y., 1995, *A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation*. Computational Fluid Dynamics Journal, Vol. 4, No 1, pp. 29-46.

Lara, J.L., Ruju, A., Losada, I.J., 2011, *Reynolds Averaged Navier-Stokes Modelling of Ion Waves Induced by Transient Wave Group on a Beach*, Proc. R. Soc. A., Vol. 467, pp. 1215–1242.

Le Méhauté, B., 1976, *An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves*. Springer, New York.

Liu, G.R., 2003, *Mesh free methods. Moving beyond the finite element method*. 685 p., CRC press, Danvers, MA, USA.

Monaghan, J.J., 1989, *On the problem of penetration in particle methods*. Journal Computational Physics, Vol. 82, pp. 1-15.

Monaghan, J.J., 1992, *Smoothed Particle Hydrodynamics*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 30, pp. 543-574.

Monaghan, J.J., 1994, *Simulating Free-Surface Flows with SPH*. J. Computat. Physics, Vol. 110, pp. 399-406.



Monaghan, J.J., Kos, A., 1999, *Solitary waves on a Cretan beach*. Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, Vol. 125, No 3, pp. 145-154. [http://dx.doi.org/10.1061/\(ASCE\)0733-950X\(1999\)125:3\(145\)](http://dx.doi.org/10.1061/(ASCE)0733-950X(1999)125:3(145)).

Morris, J.P., Fox, P.J., Zhu, Y., 1997, *Modeling low Reynolds number incompressible flows using SPH*. Journal of Computational Physics, Vol. 136, pp. 214-226. <http://dx.doi.org/10.1006/jcph.1997.5776>.

Pullen, T., Allsop, N. W. H., Bruce, T., Kortenhaus, A., Schuttrumpf, H., Van der Meer, J.W., 2007, *EurOtop: Wave Overtopping of Sea Defences and Related Structures: Assessment Manual*.

Reis, M.T., Hu, K., Hedges, T.S., Mase, H., 2008, *A comparison of empirical, semiempirical, and numerical wave overtopping models*. Journal of Coastal Research, Vol. 24, No 2B, pp. 250-262.

Schäffer, H.A., Klopman, G., 2000, *Review of Multidirectional Active Wave Absorption Methods*. J Waterways, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 126, pp. 88-97.

Shao, S.D., Lo, Y.M.L., 2003, *Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface*. Advances in Water Resources, Vol. 26, No 7, pp. 787-800. [http://dx.doi.org/10.1016/S0309-1708\(03\)00030-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0309-1708(03)00030-7).

SPHysics code, version 1.4, 2009. <http://wiki.manchester.ac.uk/sphysics>.

Teixeira, P.R.F., Awruch, A.M., 2005, *Numerical simulation of fluid-structure interaction using the finite element method*. Computer & Fluids, Vol. 34, pp. 249-273.

Willmott, C.J., Ackleson, S.G., Davis, R.E., Feddema, J.J., Klink, K.M., Legates, D.R., O'Donnell, J., Rowe, C.M., 1985, *Statistics for the evaluation and comparison of models*. Journal of Geophysical Research, Vol 90, pp. 8995-9005.